

1970

F. Barthel



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545305_0032

Untersuchung der Kerne Re^{186} und Re^{188} über die Reaktionen
 $\text{Re}^{185}(\text{n},\gamma)\text{Re}^{186}$ und $\text{Re}^{187}(\text{n},\gamma)\text{Re}^{188}$

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Johann-Wolfgang-Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

vorgelegt von
Friedrich Barthel

Gedruckt mit Genehmigung der naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Frankfurt am Main.



Dekan: Professor Dr. G. Schneider
Erster Berichterstatter: Professor Dr. E. Schopper
Zweiter Berichterstatter: Professor Dr. W. Greiner
Tag der mündlichen Prüfung: 2. 2. 1970

1. Einleitung	1
2. Aufgabenstellung	3
3. Theorie deformierter uu-Kerne	5
4. Ergebnisse anderer experimenteller Arbeiten	19
5. Experimente, Einzelspektren	24
5.1. Vorbemerkungen	24
5.2. Linien anderer Herkunft als der erwünschten	25
5.3. Energieeichung und Übergangsenergien	26
5.4. Intensitäten	33
5.5. Niveauenergien	33
6. Experimente, Koinzidenzspektren	37
6.1. Meßanordnung	37
6.2. Signalverarbeitung	39
6.3. Zählverluste	41
6.4. Allgemeine Bemerkungen zu den Spektren	45
6.5. Auswertung der Spektren	49
6.6. Informationswert der Spektren	55
6.7. Diskussion einzelner Ergebnisse	58
6.7.1. Ergebnisse	58
6.7.2. Bemerkungen zum 5912-keV-Übergang des Re^{186}	59
6.7.3. Bemerkungen zum 5710-keV-Übergang des Re^{186}	65
6.7.4. Bemerkungen zum 5602-keV-Übergang des Re^{186}	66
6.7.5. Bemerkungen zum Zerfall von Niveaus des Re^{186} und Re^{188} mit Anregungsenergien zwischen 700 und 1600 keV	68
6.7.6. Bedeutung hoch-niederenergetischer Koinzidenzspektren für die Untersuchung höher angeregter Zustände in uu-Kernen	71
Zusammenfassung	73
Literaturverzeichnis	75

1. Einleitung

Das vereinigte Kernmodell beschreibt die angeregten Zustände der schweren Atomkerne als Bewegungen eines Flüssigkeitströpfchens, das von den gepaarten Nukleonen eines Atomkerns gebildet wird, und als Bewegungen der ungepaarten Nukleonen im Felde dieses Tröpfchens. Hierbei ist die Gleichgewichtsdeformation eines Kerns von entscheidender Bedeutung für den Charakter und die Beschreibung seines niederenergetischen Zustandsspektrums, derart daß sich für die Extremfälle sphärischer und stark deformierter Kerne zwei Wege der theoretischen Behandlung durchgesetzt haben. Bei sphärischen Kernen werden die Bewegungen des Kerntröpfchens als Oberflächenwellen durch ein System schwingender Multipole beschrieben, bei deformierten Kernen wird durch Einführung eines Hauptachsensystems der als ellipsoidisch angenommenen Gleichgewichtsgestalt eine Unterscheidung von Freiheitsgraden der Rotation und der Vibration herbeigeführt. Über das von ihr abhängige Kernpotential hat die Deformation auch auf die Art der Einzelteilchenbewegung großen Einfluß.

Die Deformation der Kerne zeigt eine systematische Abhängigkeit von deren Massenzahl. Kerne mit Nukleonenzahlen in der Nähe der magischen sind kugelsymmetrisch. In den dazwischenliegenden Massenzahlenbereichen durchläuft die Deformation ein Maximum. In den Extremfällen sphärischer und stark deformierter Kerne haben sich die angedeuteten Modellvorstellungen als außerordentlich brauchbar erwiesen. Es ist daher von Interesse, ihre Leistungsfähigkeit in den Übergangsbereichen zwischen stark deformierten und sphärischen Kernen zu studieren.

Einen Beitrag zu dieser Aufgabe soll das am FRF in Angriff genommene Programm der Untersuchung verschiedener Isotope des Re, Os, Ir über die (n,γ) -Reaktion liefern. Die vorliegende Arbeit befaßt sich als Teil dieses Programms mit der Untersuchung der Kerne Re^{186} und Re^{188} . Diese Kerne sind zwar noch deformiert, gehören aber zum Übergangsbereich zwischen den stark deformierten Kernen der seltenen Erden und den sphärischen Kernen um das doppelt magische $_{82}\text{Pb}^{208}$. Dieser Massen-

zahlenbereich ist außer durch kleine Deformationen durch das Auftreten der sogenannten γ -Schwingungen bei relativ niederen Anregungsenergien gekennzeichnet, weswegen dieser Massenzahlbereich zur Untersuchung von Schwingungszuständen in Kernen mit ungeraden Nukleonenzahlen besonders geeignet ist.

Re^{186} und Re^{188} sind uu-Kerne. Diese Klasse von Kernen ist bisher weniger gut untersucht, weil die schon bei niederen Anregungsenergien vorhandene Vielfalt von Zuständen die Strukturaufklärung erschwert und typische von den Kernmodellen vorhergesagte Züge verdeckt. Andererseits sind uu-Kerne für die Theorie nicht uninteressant, da an ihnen die Proton-Neutron-Resonanzwirkung studiert werden kann. Die Beschaffung des für eine erfolgreiche Strukturaufklärung nötigen umfangreichen Tatsachenmaterials hat ihre eigenen Schwierigkeiten. So sind uu-Kerne über β -Zerfall nur in beschränktem Umfang erreichbar, da die als Mutterkerne in Frage kommenden Isobaren als gg-Kerne häufig energetisch tiefer liegen. Auch wird beim β -Zerfall gewöhnlich nur ein geringer Prozentsatz der interessierenden Niveaus angeregt, nicht zuletzt wegen des Spins 0 des Mutterkerns. Da es nur wenige natürlich vorkommende uu-Kerne gibt, ist die Anregung durch inelastische Partikelstreuung wie (p, p') und Coulomb-Anregung meist nicht durchführbar. Die meiste Information liefern dagegen Kernreaktionen, von denen (d, p) und (n, γ) die gebräuchlichsten sind. In den hierbei gewonnenen Spektren tritt die Komplexität der uu-Kerne voll in Erscheinung, so daß hohe Anforderungen an Energieauflösung und Meßgenauigkeit zu stellen sind.

2. Aufgabenstellung

Ein Aspekt, der die (n,γ) -Reaktion als Mittel zu Kernstrukturuntersuchungen geeignet erscheinen läßt, ergibt sich aus der Tatsache, daß die mit den vorhandenen experimentellen Methoden beobachtbaren γ -Linien höchster Energie, zumindest bei schwereren Kernen, mit hoher Wahrscheinlichkeit von Übergängen stammen, die unmittelbar vom Compoundzustand ausgehen und zu energetisch tief liegenden Zuständen führen. Es besteht so die Möglichkeit, in dem für die Theorie interessanten Bereich niederer Anregungsenergie Kernniveaus zu bestimmen und deren weiteren Zerfall in Koinzidenzexperimenten zu verfolgen. Zur Verwirklichung dieses Gedankens, besonders in seiner Anwendung auf Kerne, die wie die schweren uu-Kerne im Niederenergetischen eine hohe Niveaudichte besitzen, steht erst im Li-gedrifteten Ge-Detektor ein erfolgversprechendes Instrument zur Verfügung. Aus der Überlegung, dieses seinerzeit in seiner Leistungsfähigkeit schnell heranreifende experimentelle Hilfsmittel zum Studium der erwähnten Kerne zu nutzen, ergab sich die Aufgabenstellung dieser Arbeit:

Untersuchung der γ -Strahlung der Reaktionen $\text{Re}^{185}(n,\gamma)\text{Re}^{186}$ und $\text{Re}^{187}(n,\gamma)\text{Re}^{188}$

- a) durch Messung von Einzelspektren im Bereich hoher Energien zwecks Bestimmung von Energieniveaus des Re^{186} und Re^{188} ,
- b) durch Aufnahme von zweiparametrischen $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren mit dem Ziele einer Aufklärung des Zerfalls angeregter Zustände des Re^{186} und Re^{188} .

Für diese Experimente bringen die Targetkerne Re^{185} und Re^{187} folgende Voraussetzungen mit. Sie sind die einzigen Bestandteile des natürlichen Isotopengemischs des Re, in dem das leichtere Nuklid zu 37 % enthalten ist (1). Um die Auflösung der komplexen Spektren in Einzellinien zu erleichtern und eine zuverlässige Isotopenzuordnung zu gewährleisten, müssen angereicherte Targets Substanzen verwendet werden. Die Anforderungen an die Isotopenreinheit sind jedoch nicht ungewöhnlich hoch, da sich die Isotopenhäufigkeiten etwa umgekehrt

wie die Neutroneneinfangsquerschnitte verhalten. Die Einfangsquerschnitte für thermische Neutronen betragen 105 barn für Re^{185} und 73 barn für Re^{187} (2). Sie haben damit eine noch günstige Größenordnung, die auch bei mäßigen Neutronenflüssen keine unerschwinglichen Substanzmengen erforderlich macht und die seitens der Streuung von Neutronen und der im Reaktorstrahl meist vorhandenen γ -Strahlung keine sonderlichen Schwierigkeiten erwarten läßt.

Beide Targetkerne haben im Grundzustand Spinparität $5/2^+$, was beim Einfang thermischer Neutronen zu Compoundzuständen mit Spinparität 2^+ und 3^+ führt. Da im hochenergetischen γ -Spektrum nur Dipolübergänge als Linien beobachtbar sein dürften, sind auf diesem Wege Niveaus mit Spin 1, 2, 3, 4 und wegen der vorzugsweisen Emission von E1 -Strahlung vorwiegend solche negativer Parität zugänglich. Der relativ weite Bereich niederer Spinwerte begünstigt das Auffinden eines großen Teils der niederenergetischen Zustände, erschwert aber andererseits die Spinbestimmung bei den gefundenen Niveaus.

Die Durchführung der Experimente und die gewonnenen Ergebnisse werden in den Abschnitten 5 und 6 abgehandelt. Es folgt zunächst eine kurze Darstellung einer Theorie deformierter uu-Kerne und im übernächsten Abschnitt eine Übersicht über die Ergebnisse anderer experimenteller Arbeiten über Re^{186} und Re^{188} .

3. Theorie deformierter uu-Kerne

Im folgenden soll im Sinne der von Bohr (3) und Bohr und Mottelson (4) begründeten Theorie der Charakter der Zustands-mannigfaltigkeit deformierter uu-Kerne im Bereich niederer Anregungsenergien aufgezeigt werden. Die Darstellung folgt in wesentlichen Punkten der Ausgestaltung, die die Bohrsche Theorie durch die Arbeiten von Faessler und Greiner (5, 6, 7) erfahren hat.

Um der Behandlung des Vielkörperproblems auszuweichen, bedient man sich in der Kerntheorie zweier recht verschiedener, die wirklichen Verhältnisse stark pauschalisierender Modellvorstellungen. Die eine faßt den Kern als Flüssigkeitströpfchen auf, das in angeregten Zuständen zu Schwingungen verschiedener Art befähigt ist. Diese Zustände werden auch als "kollektiv" bezeichnet, da in ihnen die Bewegungen einer größeren Zahl von Nukleonen in gewisser Weise gleichsinnig orientiert sein müssen, um das makroskopische Bild der als Ganzes bewegten Flüssigkeit entstehen zu lassen.

Die andere Modellvorstellung nimmt an, daß die Kraft, die das einzelne Nukleon durch seine Wechselwirkung mit allen anderen erfährt, durch ein effektives Potential beschrieben werden kann, das die Koordinaten der anderen Nukleonen nicht mehr, oder doch nur in sehr indirekter Weise enthält, indem es etwa als von der Massenverteilung im Kern abhängig gedacht wird. In diesem Potential bewegen sich die Teilchen unabhängig voneinander. Das Auftreten kollektiver Zustände wird allenfalls dann denkbar, wenn man das Potential als nicht-sphärisch annimmt und in geeigneter Weise von den Bewegungen der Gesamtheit aller Nukleonen abhängen läßt.

Zur realistischen Beschreibung der Wechselwirkung zwischen den Nukleonen bedarf das effektive Kernpotential noch der Ergänzung durch die Paarkraft, einer stark anziehenden Kraft, die nur zwischen gleichen Teilchen in Zuständen wirkt, die durch Zeitumkehr auseinander hervorgehen. Die Paarkraft manifestiert sich deutlich in gewissen typischen Eigenschaf-

ten der gg-Kerne, wie der O^+ -Signatur ihres Grundzustands, dem Auftreten der Energielücke im niederenergetischen Niveauschema, der im Vergleich zu Nachbarkernen ungerader Nukleonenzahl höherer Nukleonenbindungsenergie. Die Paarkraft bewirkt, daß einer geradzahligen Gesamtheit gleicher Teilchen bei Anregungsenergien unterhalb der "Paarungsenergie" (1-2 MeV) höchstens kollektive Zustände zugänglich sind. In einer ungeradzahligen Gesamtheit gleicher Teilchen bleibt bei niederen Anregungsenergien ein Nukleon von der Paarwechselwirkung ausgeschlossen. Dieses "unpaarige" Teilchen kann daher schon bei Anregungsenergien unterhalb der Paarungsenergie in verschiedenen Zuständen des effektiven Kernpotentials auftreten, vorausgesetzt, daß diese dem Grundzustand energetisch hinreichend nahe liegen.

Schwerere Kerne mit Nukleonenzahlen in gewissem Abstand von den magischen besitzen stets eine ganze Anzahl angeregter Zustände mit Energien unterhalb der Paarungsenergie. Diese können ganz im Sinne der skizzierten Modellvorstellungen erklärt werden: Bei gg-Kernen ausschließlich als kollektive Zustände, bei Kernen mit ungeraden Nukleonenzahlen als kollektive Bewegungen der hier als "Kernrumpf" bezeichneten Gesamtheit der gepaarten Nukleonen und als Zustände der Bewegung der ungepaarten Teilchen im effektiven Kernpotential.

In der phänomenologischen Theorie der Kollektivanregungen wird die Frage nach dem Zustandekommen der korrelierten Teilchenbewegungen nicht gestellt. Der Kernrumpf wird als Flüssigkeitströpfchen behandelt, dessen Zustand durch die Bewegungen seiner Oberfläche vollständig bestimmt ist. Als generalisierte Koordinaten dieser Bewegung werden die Koeffizienten $\alpha_{\lambda\mu}$ einer Entwicklung der Kernoberfläche nach Kugelfunktionen eingeführt:

$$(1) \quad R(\theta, \phi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda, \mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right]$$

wobei der Ursprung der Polarkoordinaten R, θ, ϕ in den als ruhend angenommenen Schwerpunkt des Rumpfes gelegt ist. R_0 ist für den jeweiligen Kern eine Konstante. Der Hamilton-

operator des Rumpfes H_C , die Summe aus kinetischer Energie T_C und potentieller Energie U_C , ist jetzt eine Funktion $\alpha_{\lambda\mu}$ und ihrer zeitlichen Ableitungen $\dot{\alpha}_{\lambda\mu}$:

$$(2) \quad H_C(\dot{\alpha}_{\lambda\mu}, \alpha_{\lambda\mu}) = T_C(\dot{\alpha}_{\lambda\mu}, \alpha_{\lambda\mu}) + U_C(\alpha_{\lambda\mu})$$

Die Anregung der kollektiven Freiheitsgrade höherer als zweiter Ordnung in λ führt in Energiebereiche, in denen Kerne mit ungeraden Nukleonenzahlen, besonders solche vom Typus uu, noch recht unzureichend untersucht sind. Sie sollen deshalb hier von der weiteren Behandlung ausgeschlossen werden. Die Voraussetzung eines ruhenden Schwerpunkts und die Beschränkung auf $\lambda \leq 2$ bewirken, daß die $\alpha_{1\mu}$ verschwinden. Die Inkompressibilität der Kernmaterie macht α_{00} zu einer Funktion der $\alpha_{2\mu}$, eine Abhängigkeit, die aber bei kleinen Schwingungsamplituden durch Nullsetzen von α_{00} vernachlässigt werden darf.

Für die kinetische Energie wird meist der Ausdruck

$$(3) \quad T_C = \frac{B}{2} \sum_{\mu} \left| \dot{\alpha}_{2\mu} \right|^2$$

verwendet, der als der nichtverschwindende Term niedrigster Ordnung einer Potenzreihenentwicklung von T_C nach den $\alpha_{2\mu}$ und $\dot{\alpha}_{2\mu}$ aufgefaßt werden kann. Seine spezielle Form folgt aus den Invarianzeigenschaften des Hamiltonoperators. Der Koeffizient B heißt Trägheitsparameter.

Die experimentellen Fakten lassen keine zwingende Notwendigkeit zu Annahme dreiaxsig deformierter Kerne erkennen. Die weitere Betrachtung sei deshalb auch hier auf axialsymmetrisch deformierte Kerne beschränkt. Die Beschreibung eines deformierten Kerns erfolgt zweckmäßig in einem Hauptachsensystem des Kerns. Die Orientierung dieses "inneren" Systems relativ zum Laborsystem wird durch die drei Eulerschen Winkel θ_i beschrieben. Die im inneren System verwendeten Kollektivkoordinaten $a_{2\mu}$ (an denen der Index 2 wegen der Beschränkung auf Quadrupoldeformationen im folgenden weggelassen wird)

werden in Analogie zu den bisherigen durch einen Ausdruck der Form (1) eingeführt:

$$(4) \quad R(\theta', \phi') = R_0 \left[1 + \beta Y_{20}(\theta', \phi') + \sum_{\mu} a_{\mu} Y_{2\mu}(\theta', \phi') \right]$$

wobei hier, zwecks rationellerer Schreibweise, durch Abspaltung der Gleichgewichtsdeformation β die a_{μ} als Auslenkung aus der Gleichgewichtslage definiert sind. θ', ϕ' sind die auf das Hauptachsensystem bezogenen Polarwinkel. Im Hauptachsensystem ist $a_1 = a_{-1} = 0$ und $a_2 = a_{-2}$, wodurch sich die Zahl der Freiheitsgrade nicht verringert, da jetzt die Eulerschen Winkel als Kollektivvariablen hinzugekommen sind.

Für die Deformationsenergie wählt man aus Gründen der mathematischen Einfachheit meist ein Oszillatorpotential:

$$(5) \quad U_C = \frac{1}{2} C_0 a_0^2 + C_2 a_2^2$$

Die Koeffizienten C_0 und C_2 werden als Steifheitsparameter bezeichnet.

Die Transformation der kinetischen Energie (2) auf die inneren Koordinaten liefert das bemerkenswerte Ergebnis:

$$(6) \quad T_C = \sum_k \frac{R_k^2}{2J_k} + \frac{B}{2} \sum_{\mu} \dot{a}_{\mu}^2$$

$$\text{wo} \quad J_1 = B \left[3(\beta + a_0)^2 + 2\sqrt{6} a_2(\beta + a_0) + 2a_2^2 \right]$$

$$J_2 = B \left[3(\beta + a_0)^2 - 2\sqrt{6} a_2(\beta + a_0) + 2a_2^2 \right]$$

$$J_3 = 8 B a_2^2$$

Die R_k sind die Operatoren der Drehimpulskomponenten der Kollektivbewegung in Richtung der Hauptachsen. Sie hängen von den Eulerschen Winkeln ab. Dementsprechend läßt sich die erste Summe in (6) als kinetische Rotationsenergie der Kollektivbewegung auffassen. Die Größen J_k spielen die Rolle von Hauptträgheitsmomenten. Der Index $k = 3$ bezieht sich auf die Figurenachse. Eine Kopplung zwischen den durch die

Eulerschen Winkel gegebenen Freiheitsgraden der Rotation und den durch die a_μ gegebenen Freiheitsgraden der Vibration kommt über die Abhängigkeit der Trägheitsmomente von den a_μ zustande. Eine formale Aufspaltung des mit (5) und (6) gebildeten Hamiltonoperators des Rumpfes in einen Rotation und Vibration unvermischt beschreibenden Term H_{CO} und einen Mischterm H_{RV} ist:

$$(7) \quad H_C = H_{CO} + H_{RV}$$

$$\text{mit} \quad H_{CO} = \frac{\dot{R}^2 - R_3^2}{2J_O} + \frac{1}{2} (B\dot{a}_O^2 + C_O a_O^2) + (B\dot{a}_2^2 + C_2 a_2^2)$$

$$\text{und} \quad H_{RV} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{J_1} - \frac{1}{J_O} \right] R_1^2 + \frac{1}{2} \left[\frac{1}{J_2} - \frac{1}{J_O} \right] R_2^2 + \frac{1}{2J_3} R_3^2$$

wo $J_O = 3B\beta^2$ das Trägheitsmoment bezüglich einer zur Figuren-achse senkrechten Achse in der Gleichgewichtslage des Rumpfes bezeichnet.

Nachdem der Hamiltonoperator des Rumpfes eine für das folgende geeignete Gestalt angenommen hat, kann jetzt zur Behandlung der Einzelteilchenbewegung übergegangen werden. Die ungepaarten Nukleonen bewegen sich in einem vorwiegend vom Rumpf erzeugten Potential. Die durch die Kurzreichweitigkeit der Kernkräfte nahegelegte Annahme, daß die Äquipotentialflächen den Flächen konstanter Dichte des Rumpfes folgen, und die wieder um der mathematischen Einfachheit willen getroffene Wahl eines Oszillatorpotentials führen zu dem Ansatz:

$$(8) \quad V(r, \vartheta, \varphi) = \frac{m}{2} \omega^2 r^2 \left[1 + \beta Y_{20}(\vartheta, \varphi) + \sum_{\mu} a_{\mu} Y_{2\mu}(\vartheta, \varphi) \right]^{-2}$$

r, ϑ, φ sind die auf das Hauptachsensystem des Rumpfes bezogenen Polarkoordinaten eines Teilchens, m dessen Masse und ω die Oszillatorkonstante. In erster Ordnung in den Deformationsparametern ist dieser Ausdruck äquivalent:

$$(9) \quad V = \frac{m}{2} \omega^2 r^2 (1 - 2\beta Y_{20}) - m \omega^2 r^2 \sum_{\mu} a_{\mu} Y_{2\mu}$$

Der hier ganz rechts stehende Term beschreibt eine Wechselwirkung zwischen der Teilchenbewegung und der Schwingungs-

bewegung des Rumpfes. Der andere Term ist ein Teil des von Nilsson (8) behandelten deformierten Schalenmodellpotentials. Nilsson hat dieses Oszillatorpotential noch durch ein Spin-Bahnkopplungsglied $C \cdot \vec{l} \cdot \vec{s}$ und einen Term $D l^2$ ergänzt, der die dem realistischeren Kastenpotential eigentümliche energetische Absenkung von Zuständen mit hohem Drehimpuls bewirkt. Nilsson folgend sollen diese Zustände auch hier angebracht werden. Der Hamiltonoperator der Einzelteilchenbewegung lautet dann:

$$(10) \quad H_T = H_{T0} - m \omega^2 r^2 \sum_{\mu} a_{\mu} Y_{2\mu}$$

$$\text{wo} \quad H_{T0} = - \frac{\hbar^2}{2m} \Delta + \frac{m}{2} \omega^2 r^2 (1 - 2\beta Y_{20}) + C \cdot \vec{l} \cdot \vec{s} + D l^2$$

der von der Teilchen-Schwingungswechselwirkung freie Anteil ist.

Nilsson hat die Eigenfunktionen und Eigenwerte von H_{T0} durch Diagonalisierung näherungsweise berechnet mit Hilfe des Basissystems, in dem H_{T0} für verschwindendes β , C und D , das Quadrat des Bahndrehimpulses sowie dessen 3. Komponente und die des Spins diagonal sind. Er hat ferner die sogenannten asymptotischen Wellenfunktionen eingeführt als gemeinsame Eigenfunktionen von H_{T0} für verschwindendes C und D , und der Projektionen von Bahndrehimpuls und Spin auf die Symmetrieachse des Rumpfes.

Die asymptotischen Wellenfunktionen sind charakterisiert durch die Oszillatorhauptquantenzahl N , die Quantenzahl n_3 der Oszillatorbewegung in Richtung der Symmetrieachse sowie der Quantenzahl der Projektion des Bahndrehimpulses Λ und der des Spins Σ auf die Symmetrieachse. Die Eigenfunktionen von H_{T0} gehen mit wachsender Deformation β in die asymptotischen Wellenfunktionen über. Sie können deshalb ebenfalls mit den asymptotischen Quantenzahlen nummeriert werden, ein Verfahren, das sich ganz allgemein zur Kennzeichnung von Einteilchenzuständen deformierter Kerne eingebürgert hat. Da die Projektion des Teilchengesamtdrehimpulses auf die Symmetrieachse Bewegungskonstante von H_{T0} ist, bleibt die

ihr zugeordnete Quantenzahl Ω als Summe von Λ und Σ den allgemeinen Nilssonwellenfunktionen als gute Quantenzahl erhalten.

Der Hamiltonoperator des uu-Kerns kann jetzt zusammengesetzt werden aus dem Hamiltonoperator (7) für den Rumpf, aus je einem Einteilchenoperator (10) für das unpaarige Proton H_p und Neutron H_n und einem hier nicht näher spezifizierten Potential V_{pn} für den im pauschalen Kernpotential nicht berücksichtigten Teil der Wechselwirkung zwischen den beiden ungepaarten Nukleonen:

$$(11) \quad H = H_C + H_p + H_n + V_{pn}$$

Neben der schon erwähnten Teilchen-Schwingungswechselwirkung besteht auch eine Wechselwirkung zwischen der Teilchenbewegung und den Rotationsfreiheitsgraden des Rumpfes. Letztere rührt daher, daß sich die Teilchen in einem nichtzentralen Potential befinden, das, an den Rumpf gebunden, um eine Achse senkrecht zur Symmetrieachse rotieren kann. Wegen der Erhaltung des Gesamtdrehimpulses I des Kerns bedingen sich Nichterhaltung der Teilchendrehimpulse $\vec{j}_p, \vec{j}_n$ und des Rumpfdrehimpulses R gegenseitig. Es ist zweckmäßig, dem Rechnung zu tragen und in (11) den Rumpfdrehimpuls durch $\vec{R} = \vec{I} - \vec{j}_p - \vec{j}_n$ zu eliminieren. H kann dann in folgende Teile aufgespalten werden:

$$(12) \quad H = H_O + H_{VT} + H_{RT} + H_{RVT} + H_{TT} + V_{pn}$$

$$H_O = \frac{1}{2J_O} [I^2 - I_3^2] + \left[H_{pO} + \frac{1}{2J_O} (j_p^2 - j_{3p}^2) \right] + \left[H_{nO} + \frac{1}{2J_O} (j_n^2 - j_{3n}^2) \right] + \left[B\dot{a}_2^2 + C_2 a_2^2 + \frac{1}{16Ba_2^2} (I_3 - j_{3p} - j_{3n})^2 \right] + \frac{1}{2} [B\dot{a}_O^2 + C_O a_O^2]$$

$$H_{VT} = -m_p \omega r_p^2 \sum_{\mu} a_{\mu} Y_{2\mu}(\vartheta_p, \varphi_p) - m_n \omega^2 r_n^2 \sum_{\mu} a_{\mu} Y_{2\mu}(\vartheta_n, \varphi_n)$$

$$H_{RT} = -\frac{1}{2J_O} \left[I_+ (j_{-p} + j_{-n}) + I_- (j_{+p} + j_{+n}) \right]$$

$$H_{RVT} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{J_1} - \frac{1}{J_O} \right) (I_1 - j_{1p} - j_{1n})^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{J_2} - \frac{1}{J_O} \right) (I_2 - j_{2p} - j_{2n})^2$$

$$H_{TT} = \frac{1}{2J_O} (j_{+p} j_{-n} + j_{-p} j_{+n})$$

Die Operatoren I_+ , I_- sind wie üblich definiert durch $I_+ = I_1 + iI_2$, $I_- = I_1 - iI_2$. Entsprechendes gilt für die Einzelteilchendreimpulse. H_{po} , H_{no} sind die H_{To} (10) entsprechenden Hamiltonoperatoren von Proton und Neutron.

Die zum Operator H_0 zusammengefaßten Terme eignen sich zur Definition eines Basissystems, in welchem die Freiheitsgrade der Rotation, der Vibration und der Teilchenbewegung separiert sind. Die übrigen Operatoren enthalten die Wechselwirkung zwischen den verschiedenen Bewegungsarten; so H_{VT} eine Wechselwirkung zwischen der Vibration des Rumpfes und der Teilchenbewegung, H_{RT} eine Wechselwirkung zwischen der Rotation des Gesamtsystems und der der Teilchen, H_{TT} den hierzu analogen Ausdruck einer Teilchen-Teilchen-Rotationswechselwirkung. An der schon aus (7) bekannten Rotations-Vibrationswechselwirkung sind jetzt auch die Teilchen beteiligt. V_{pn} schließlich beschreibt wie bisher die Proton-Neutron-Restwechselwirkung.

Eigenfunktionen von H_0 liefert der Separationsansatz:

$$(13) \quad \phi_{MK}^I(\theta_i) \cdot \chi_p^{(q_p, \Omega_p)}(r_p, \varphi_p, \varphi_p) \cdot \chi_n^{(q_n, \Omega_n)}(r_n, \varphi_n, \varphi_n) \cdot \varphi_2^{(n_2, \kappa)}(a_2) \cdot \varphi_0^{(n_0)}(a_0)$$

Im einzelnen ergibt sich $\varphi_0^{(n_0)}$ als Eigenfunktion des harmonischen Oszillators in a_0 mit der Oszillatorquantenzahl n_0 und der Energie

$$(14) \quad E_0^{(n_0)} = \hbar \sqrt{\frac{C_0}{B}} \left(\frac{1}{2} + n_0 \right) \quad n_0 = 0, 1, 2, \dots$$

Die a_2 -Schwingungen verlaufen komplizierter. Der sie definierende Teil von H_0 enthält die kinetische Energie der Rotation des Rumpfes um die Figurenachse. Wegen des in der Gleichgewichtslage der a_2 -Schwingung verschwindenden dritten Trägheitsmoments ist eine Trennung der kollektiven Rotation um die Figurenachse von der a_2 -Schwingung auch näherungsweise keine adäquate Beschreibung stationärer Zustände. Die Zustandsfunktionen $\varphi_2^{(n_2, \kappa)}$ und ihre Eigenwerte

$$(15) \quad E_2^{(n_2, \kappa)} = \hbar \sqrt{\frac{C_2}{B}} \left(2n_2 + \frac{1}{2} \kappa + 1 \right)$$

mit den Quantenzahlen $n_2 = 0, 1, 2, \dots$ und $\kappa = 0, 2, 4, \dots$ haben Faessler und Greiner (5, 6) angegeben. Die a_2 -Schwingung trägt den Drehimpuls $\hbar\kappa$ in Richtung der Figurenachse.

Die Schwingungszustände werden nach den von Bohr (3) eingeführten Kollektivkoordinaten meist als β - und γ -Schwingungen bezeichnet. Bei kleinen Schwingungsamplituden $\Delta\beta$, $\Delta\gamma$ sind die Bohrschen Koordinaten den hier verwendeten äquivalent.

$a_0 \approx \Delta\beta$, $a_2 \approx \Delta\gamma$
 $\chi_p(q_p, \Omega_p)$ und $\chi_n(q_n, \Omega_n)$ sind die Nilssonwellenfunktionen für die ungepaarten Teilchen mit den asymptotischen Quantenzahlen q_p und q_n . Die in H_0 enthaltenen Zusätze zu den durch (10) definierten Einteilchenoperatoren H_{p0} , H_{n0} ändern die Nilssonwellenfunktionen und ihre Eigenwerte nur unwesentlich, da j_3 in den Nilssonwellenfunktionen diagonal ist und der Einfluß von j^2 einer kleinen Änderung der Konstanten C und D und einer Verschiebung des Energienullpunktes gleichkommt, wie man aus $j^2 = l^2 + 2 \vec{l} \cdot \vec{s} + s^2$ erkennt.

Φ_{MK}^I ist eine Eigenfunktion des symmetrischen Kreisels und beschreibt als Funktion der Eulerschen Winkel die Rotation des Gesamtsystems. Sie ist Eigenfunktion des Gesamtdrehimpulses des Kerns mit der Quantenzahl I für dessen Betrag, M für dessen Projektion auf die z-Achse des Laborsystems und K für dessen Projektion auf die Figurenachse des Kerns. Letztere wird durch die a_2 -Schwingung und die Teilchenbewegung festgelegt:

$$K = \kappa + \Omega_p + \Omega_n$$

Die Gesamtheit der Zustände eines Kerns, die sich nur in der Quantenzahl $I = K, K + 1, K + 2, \dots$ unterscheiden, bilden eine Rotationsbande.

Wegen der Symmetrien des Kerns bestehen zahlreiche Möglichkeiten zur Festlegung des inneren Koordinatensystems. Die Wellenfunktion des Kerns muß aber invariant sein gegenüber Transformationen, die die möglichen inneren Systeme ineinander überführen. Die Wellenfunktion (13) genügt dieser Anforderung nicht, wohl aber die Bildung:

$$(16) \quad \psi_{K, \Omega_p, q_p, \Omega_n, q_n, n_2, n_0}^{I, M} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\phi_{MK}^I \cdot \chi_p^{(q_p, \Omega_p)} \cdot \chi_n^{(q_n, \Omega_n)} + \pi (-1)^{I+1} \phi_{MK}^I \cdot \chi_p^{(q_p, -\Omega_p)} \cdot \chi_n^{(q_n, -\Omega_n)} \right] \varphi_2^{(n_2, \pi)} \cdot \varphi_0^{(n_0)}$$

π bezeichnet hier den Paritätseigenwert von $\chi_p \cdot \chi_n$. $\chi_p^{(q_p, -\Omega_p)}$ ist ein Zustand, in dem Umlaufssinn und Spin des Teilchens gegenüber dem Zustand $\chi_p^{(q_p, \Omega_p)}$ entgegengesetzt gerichtet sind.

Die bisherigen, speziell für uu-Kerne hergeleiteten Ergebnisse lassen sich leicht auf gg-Kerne und Kerne ungerader Massenzahl übertragen, wenn man in den obigen Formeln, die sich auf das jeweils nicht vorhandene, unpaarige Teilchen beziehenden Operatoren gleich Null und die Wellenfunktionen gleich eins setzt. Das Vorzeichen der zweiten Komponente der Wellenfunktion (16) lautet bei Kernen ungerader Massenzahl $(-1)^{I-1/2}$ und bei gg-Kernen $(-1)^I$.

Die Eigenfunktionen des gesamten Hamiltonoperators (12) können durch Wellenfunktionen (16) approximiert werden, wobei nur I und M als gute Quantenzahlen erhalten bleiben. Als nullte Näherung liefert das Basissystem (16) eine brauchbare Klassifizierung und eine qualitativ zutreffende Beschreibung des niederenergetischen Energieniveauspektrums deformierter Kerne. In dieser Näherung ist der Grundzustand der Kerne gekennzeichnet durch die Quantenzahlen

$n_0 = n_2 = \pi = 0$ und $I = K = \Omega_p + \Omega_n = K^0$
Bezeichnet man die Eigenwerte von H_{p0} und H_{n0} mit E_p^q und E_n^q und die zum Grundzustand gehörigen mit E_p^0 und E_n^0 , dann lautet die Formel für die Anregungsenergien über dem Grundzustand in der durch H_0 gegebenen Näherung:

$$(17) \quad E_{ex} = \frac{\hbar^2}{2J_0} \left[I(I+1) - K^2 - K^0 \right] + \left[E_p^q - E_p^0 \right] + \\ + \left[E_n^q - E_n^0 \right] + \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{C_2}{B}} (4n_2 + \pi) + \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{C_0}{B}} n_0$$

Erfahrungswerte für die Größenordnung der einzelnen Glieder im Massenzahlenbereich um $A = 188$ sind:

$$\frac{\hbar^2}{2J_0} \approx 10 \text{ keV}, \quad \hbar \sqrt{\frac{C_2}{E}} \approx 700 \text{ keV}, \quad \hbar \sqrt{\frac{C_0}{E}} \approx 1 \text{ MeV}$$

Die Abstände benachbarter Einteilchenniveaus betragen in der Nähe des Grundzustands um 100 keV.

Bei gg-Kernen fehlen Einteilchenanregungen unter ca. 1,5 MeV. Unterhalb dieser Anregungsenergie besitzt der gg-Kern nur die Grundzustandsrotationsbande mit $K = 0$ und $I = 0, 2, 4, \dots$ und oberhalb etwa 700 keV die auf dem Schwingungszustand mit $\kappa = 2, n = 0$ aufbauende γ -Bande mit $K = 2, I = 2, 3, 4, \dots$. An der Form der Wellenfunktion (16) für den gg-Kern erkennt man, daß in Rotationsbanden mit $K = 0$ die Wellenfunktionen zu ungeradem I verschwinden.

Bei Kernen ungerader Massenzahl treten die gleichen Kollektivzustände mit den Zuständen des unpaarigen Nukleons verknüpft auf. Auf jedem Einteilchenniveau baut sich eine Rotationsbande auf. Schwingungszustände mit $\kappa \neq 0$ bilden mit jedem Teilchenzustand zwei Rotationsbanden, nämlich $K = \kappa + \Omega$ und $K = \kappa - \Omega$. Die Köpfe der beiden Banden erscheinen in der Näherung (17) nur um $\hbar^2 \kappa / J_0$ energetisch aufgespalten. Wie aus einer von Enatowicz und Gromov veröffentlichten Zusammenstellung (9) von in deformierten Kernen ungerader Massenzahl aufgefundenen Zuständen der γ -Schwingung hervorgeht, werden experimentell Aufspaltungen bis zu 500 keV beobachtet. Dabei besitzt der Zustand mit $K = \kappa + \Omega$ stets die höhere Energie, und das Energiemittel beider Bandenköpfe liegt bis zu 300 keV unter dem Niveau der γ -Schwingung des in der Massenzahl um 1 leichteren gg-Kerns.

Beim uu-Kern ist die Zahl der bei niederen Energien möglichen Teilchenanregungen gegenüber der des Kerns ungerader Massenzahl stark erhöht, da jeder Zustand des einen Einzelteilchens mit jedem Zustand des anderen Einzelteilchens kombinieren kann. Dabei kann jedes Paar von Einzelteilchenzuständen mit paralleler oder antiparalleler Orientierung

der Teilchendreimpulsprojektionen auf die Symmetrieachse auftreten. Dementsprechend gibt es zu jedem aus einem Protonen- und einem Neutronenzustand gebildeten Paar (Ω_p, Ω_n) folgende, sich in der Zusammensetzung von K unterscheidende Rotationsbanden:

$$K = \kappa + \Omega_p + \Omega_n, \quad K = \kappa - \Omega_p - \Omega_n,$$

$$K = \kappa + \Omega_p - \Omega_n, \quad K = \kappa - \Omega_p + \Omega_n.$$

In der Näherung (17) erscheinen die sich in der relativen Orientierung der Teilchenbewegung unterscheidenden Bandenköpfe durch die K-Abhängigkeit des die Rotationsenergie betreffenden Gliedes der Energieniveauformel aufgespalten. Experimentell wird eine darüberhinausgehende Aufspaltung von größenordnungsmäßig 100 keV beobachtet, die wegen ihrer offenbar starken Spinabhängigkeit dem Einfluß der Proton-Neutron-Restwechselwirkung V_{pn} zugeschrieben werden muß. Mit nur wenigen Ausnahmen besitzt derjenige der beiden Zustände die niedrigere Energie, bei dem in asymptotischer Näherung die Spins der beiden Teilchen parallel orientiert sind. Dieser in Analogie zu den Nordheimschen Regeln des sphärischen Schalenmodells (10) stehende Sachverhalt ist unter dem Namen Regel von Gallagher und Moszkowski (11) wohlbekannt.

Bei gg-Kernen sind kollektive Schwingungszustände innerhalb der Energielücke experimentell relativ leicht aufzufinden. Bei Kernen ungerader Massenzahl erreicht das Niveauschema im Energiebereich der untersten Schwingungszustände einen Grad der Komplexität, der die experimentelle Identifizierung dieser Zustände schon sehr erschwert. Dies gilt in noch stärkerem Maße für uu-Kerne, wo die bisherigen Untersuchungen nur schwach fundierte Hinweise auf Schwingungszustände erbracht haben. Experimentell gut gesicherte Konfigurationszuordnungen sind bei uu-Kernen im wesentlichen auf den Bereich unter 500 keV Anregungsenergie beschränkt, in dem Schwingungszustände kaum auftreten dürften. Zur theoretischen Behandlung dieses unter 500 keV gelegenen Energiebereichs genügt denn auch oft das einfachere Rotatormodell der Kollektivbewegung, in dem dem Rumpf keine Schwingungsfreiheitsgrade zugebilligt werden.

Formal erhält man den Hamiltonoperator des uu-Kerns im Rotatormodell und ein geeignetes Eigenfunktionensystem der nullten Näherung, wenn man in (12) $a_0 = a_2 = 0$ und in (16) $\varphi_0 = \varphi_2 = 1$ setzt. Da das dritte Hauptträgheitsmoment des Kerns jetzt identisch verschwindet, gibt es keinen Beitrag der Kollektivbewegung zum Drehimpuls um die Symmetrieachse, so daß stets $K = \Omega_p \pm \Omega_n$. Dieses vereinfachte Modell des uu-Kerns wurde bei Kernen des Massenzahlenbereichs $152 < A < 190$ zur Begründung von Konfigurationszuordnungen durch Vergleich experimenteller und theoretischer (d,p)-Wirkungsquerschnitte mehrfach mit großem Erfolg angewendet. Als Beispiele für derartige Untersuchungen seien die Arbeit von Erskine und Buechner (12) über Ta^{182} und die Arbeit von Motz et al. (13) über Ho^{166} genannt.

Auf eine eingehende störungstheoretische Diskussion der Beiträge der in Bezug auf H_0 als Störglieder anzusehenden Anteile von H (12) zu den Zustandsenergien soll hier verzichtet werden. Lediglich zu den mit den Wellenfunktionen (16) gebildeten Diagonalelementen der Störterme, den Energiekorrekturen der ersten Ordnung der Störungstheorie sollen noch einige Bemerkungen folgen.

H_{VT} besitzt nur verschwindende Diagonalelemente, da es linear von den Schwingungskoordinaten abhängt. Das gleiche gilt für H_{RVT} , wenn die Abweichungen der reziproken Trägheitsmomente von dem der Gleichgewichtslage nur bis zur ersten Ordnung in a_0, a_2 berücksichtigt werden. Die Diagonalelemente von H_{RT} verschwinden aufgrund der Eigenschaft von I_+ und I_- , die Orientierungsquantenzahl K des Operanden um eine Einheit zu ändern.

H_{TT} hat nichtverschwindende Diagonalelemente nur für Zustände mit $K = \Omega_p - \Omega_n = 1/2 - 1/2 = 0$. Diese bewirken, ebenso wie die Diagonalelemente von V_{np} , Niveauverschiebungen in den betroffenen Rotationsbanden. Das I-abhängige Vorzeichen des zweiten Teils der symmetrisierten Wellenfunktion (16) führt zu einer I-Abhängigkeit der Diagonalelemente von H_{TT} und V_{pn} der Art:

$$\langle V_{pn} \rangle = V + (-1)^I V' \delta_{K,0}$$

wo V und V' I -unabhängige Matrixelemente bezeichnen. In Rotationsbanden mit $K = 0$ tritt das Matrixelement V' in Erscheinung als Verschiebung der Bandenmitglieder mit geradem I gegen die mit ungeradem I . Verschiebungen dieser Art werden in $K = 0$ Banden von uu-Kernen auch experimentell gefunden. Aus ihnen lassen sich Rückschlüsse auf die Art der Proton-Neutron-Restwechselwirkung ziehen. Diesbezüglich hat Newby (14) auf einen interessanten Zusammenhang hingewiesen, daß nämlich in der asymptotischen Näherung der Einteilchenwellenfunktionen das Matrixelement V' für eine reine Zentralkraft stets und für eine Spin-abhängige Zentralkraft im Falle parallel orientierter Teilchenspins verschwindet.

4. Ergebnisse anderer experimenteller Arbeiten

Zur Zeit der Inangriffnahme der vorliegenden Arbeit (1966) war noch recht wenig über Re^{186} und Re^{188} bekannt. Inzwischen haben eine ganze Reihe von Untersuchungen die Kenntnis dieser Kerne beträchtlich erweitert und zu den in Abb. 1 und 2 gezeigten Niveauschemata geführt.

Experimentell ist Re^{186} über radioaktiven Zerfall nicht zugänglich, dagegen werden verschiedene Zustände des Re^{188} beim β -Zerfall des W^{188} und beim γ -Zerfall des 18-min-Isomers angeregt. Re^{188} war deshalb lange Zeit der besser untersuchte der beiden Kerne.

Ein 18-min-Isomer des Re wurde erstmals von Butement (15) durch Kernphotoeffekt an Os erhalten, konnte aber von ihm noch nicht einem bestimmten Re-Isotop zugeordnet werden. Flammersfeld (16) erhielt eine 18-min- γ -Aktivität nach Neutroneneinfang in nat. Re und konnte in Zusammenarbeit mit Herr (17) ihre Zugehörigkeit zu Re^{188} in einer Szilard-Chalmers-Reaktion nachweisen. Unabhängig davon ergab sich diese Zuordnung durch Neutronenaktivierung von angereichertem Re^{187} durch Mihelich (18), der auch die Gamma- und Konversionselektronenstrahlung des Isomers mit einem NaJ-Detektor und einem magnetischen Spektrographen untersuchte und Energien für die Übergänge von 63 und 105 keV angeben konnte.

Eine weitgehende Aufklärung des Isomerenzerfalls erbrachten etwa gleichzeitig die Arbeiten von Burson et al. (18) und Takahashi et al. (19). Während Burson et al. die Existenz der Übergänge von 2,4 und 15,9 keV aufgrund umfangreicher Untersuchungen der Gamma- und Konversionselektronenstrahlung des Isomers mit Scintillations- und magnetischen Spektrometern in Einzel- und Koinzidenzspektren erschließen konnten, gelang Takahashi et al. die direkte Beobachtung der Konversionslinien dieser Übergänge mit magnetischen Spektrometern. Die γ -Strahlung der am Zerfall des Isomers nur mit geringer Intensität beteiligten Übergänge von 156 und 169 keV, die im Zerfallsschema von (19, 20) noch fehlen, konnten Malmkog und Höjeberg (21) mit einem Ge-Detektor nachweisen.

Roy (22) untersuchte mit NaJ-Detektoren in Einzel- und Koinzidenzspektren die γ -Strahlung, die mit dem β -Zerfall des W^{188} verbunden ist, das er durch doppelten n-Einfang in angereicherten W^{186} erzeugte, und kam zu dem Schluß, daß der β -Zerfall des W^{188} , überwiegend zum Grundzustand führend, mit geringem Prozentsatz auch ein Niveau bei 290-keV speist, das sowohl direkt als auch über einen Zustand bei 63 keV zum Grundzustand zerfällt. Zu diesem Ergebnis kamen auch Burson et al. (19), die neben Gamma- und Konversionselektronenspektren auch das β -Spektrum des W^{188} -Zerfalls untersuchten.

Nach einem ersten Versuch von Draper (23), die beim Neutroneneinfang in nat. Re auftretende γ -Strahlung mit einem NaJ-Detektor zu messen, konnten erst Schult et al. (24) in dem komplexen Neutroneneinfangs- γ -Spektrum des Re einzelne niederenergetische Linien mit einem Kristall-Beugungsspektrometer auflösen, ihre Energie mit hoher Präzision bestimmen und über eine Vergleichsmessung an einer mit Re^{185} angereicherten Probe Übergängen in Re^{186} und Re^{188} zuordnen. Berestovoi et al. (25) fanden beim Studium der energetischen und zeitlichen Verteilung der nach Neutroneneinfang in Re^{185} und Re^{187} emittierten γ -Strahlung mit NaJ-Scintillatoren und einem Zeit-Pulshöhen-Konverter eine Gruppe niederenergetischer Übergänge des Re^{186} , die mit 11,8 nsec mittlerer Verzögerungszeit, und zwei Gruppen niederenergetischer Übergänge des Re^{188} , die mit 7,7 und 4,6 nsec mittlerer Verzögerungszeit nach n-Einfang auftraten. Konversionselektronenspektren des durch Neutroneneinfang gebildeten Re^{186} und Re^{188} haben Prokofjev und Simonova (26) mit einem magnetischen β -Spektrographen gemessen und für eine größere Zahl von Übergängen Energien und Multipolordnungen angegeben.

Diese Untersuchungen der Neutroneneinfangsstrahlung ermöglichen aber noch keine nennenswerte Erweiterung des schon durch radioaktive Zerfallsstudien begründeten Niveauschemas des Re^{188} . Erst die Konversionselektronendaten von Suarez et al. (27), - Energien und Multipolaritäten von 38 niederenergetischen Übergängen, gemessen mit dem Münchner

Elephantenspektrometer - die die früheren, (26) an Umfang und Genauigkeit übertreffen, ergaben unter Anwendung des Ritzschen Kombinationsprinzips, das in Abb. 2 gezeigte Schema. Zur Bestimmung der Multipolordnungen haben Suarez et al. die durch neuere Messungen von Schult et al. (28) mit dem Risöer Beugungsspektrometer gemessenen Übergangsenergien und γ -Intensitäten herangezogen. Diese Daten, über 300 niederenergetische γ -Linien der Neutroneneinfangsstrahlung des Re^{188} betreffend, sowie von Lanier und Sheline (29) bestimmte Energien von über 40 in der (d,p)- und (d,t)-Reaktion populierte Niveaus des Re^{188} standen auch dem Verfasser der vorliegenden Arbeit als private Mitteilung zur Verfügung.

Ein Niveauschema des Re^{186} wird in den schon erwähnten Arbeiten (24, 25, 26), die sich neben Re^{188} auch mit diesem Kern befassen, von Berestovoi et al. (25) vorgeschlagen. Es enthält Niveaus bei 59, 146, 210, 314, 316, 458 keV und beruht außer auf den Messungen verzögerter Koinzidenzen auch auf den genauen Übergangsenergien von Schult et al. (24). Die in den Koinzidenzmessungen ermittelte Lebensdauer von 11,8 nsec schreiben Berestovoi et al. einem Niveau bei 458 keV zu, das zum 314-keV-Niveau zerfallen und so die Gruppe der als verzögert beobachteten Übergänge im Gefolge haben soll. Einen weiteren isomeren Zustand des Re^{186} mit 70 μsec Halbwertszeit aber unbekannter Anregungsenergie haben Brandi et al. (30) in der Reaktion $\text{Re}^{187}(\gamma, n)\text{Re}^{186}$ aufgefunden. Die Untersuchung des Re^{186} durch Lanier et al. (31) hat keine weiteren Hinweise auf diese beiden Isomere erbracht, wohl aber eine Bestätigung des übrigen von Berestovoi et al. angegebenen Schemas.

Die außerordentlich umfangreiche Arbeit von Lanier et al. (31) begründet das in Abb. 1 wiedergegebene Niveauschema des Re^{186} und nennt u. a. die Energien von 25 in der (d,p)- und (d,t)-Reaktion gefundenen Niveaus; die Energien und Intensitäten von rund 70 hochenergetischen γ -Linien der (n, γ)-Reaktion samt den daraus abgeleiteten Niveauenergien, gemessen mit einem Paarspektrometer mit Ge-Zentralkristall;

ferner Energien und Intensitäten von 175 γ -Linien der niederenergetischen Neutroneneinfangsstrahlung, gemessen mit dem Risöer Beugungsspektrometer, ergänzt durch Energie- und Intensitätsangaben zu ca. 20 weiteren γ -Übergängen mit Energien zwischen 500 und 900 keV, gemessen mit einem Ge-Detektor mit Anticomptonschild; schließlich Multipolordnungen von 50 niederenergetischen Übergängen, ermittelt aus dem mit dem Münchner Elephantenspektrometer gemessenen niederenergetischen Konversionselektronenspektrum des Neutroneneinfangs. Teilergebnisse dieser Messungen (32, 33, 35) sowie ein Vorabdruck von (31) waren schon vor ihrer Veröffentlichung dem Verfasser der vorliegenden Arbeit zugänglich.

Auf experimentellen Daten beruhende Abschätzungen (35, 36, 21) der Quadrupolmomente von Re^{186} und Re^{188} sprechen bei beiden Kernen für eine Deformation δ um 0,2. Bei Kernen dieser Deformation mit $Z = 75$ und $N = 111, 113$ lassen die Nilsson-Diagramme (37) in Zuständen niedriger Anregungsenergie für das unpaarige Proton die Konfigurationen $7/2(404)$, $5/2(402)$, $9/2(514)$ und für das unpaarige Neutron die Konfigurationen $1/2(510)$, $3/2(512)$, $7/2(503)$, $11/2(615)$, $9/2(505)$ erwarten. Diese Einteilchenkonfigurationen sind auch bei den Isotopen ungerader Massenzahl des Ta, W, Re, Os zur Interpretation von Zuständen unter 500 keV Anregungsenergie herangezogen worden (1). Insbesondere wird die Protonenkonfiguration $5/2(402)$ dem Grundzustand von Re^{185} und Re^{187} und die Neutronenkonfiguration $3/2(512)$ dem Grundzustand von W^{185} und W^{187} zugeschrieben. Diese Konfigurationen sollten dann auch im Grundzustand von Re^{186} und Re^{188} vorliegen und gemäß der Regel von Gallagher und Moskowsky (11) zum Drehimpuls 1 gekoppelt sein. Diese Vorhersage wird experimentell insofern bestätigt, als Spin 1 für beide Kerne im Grundzustand durch Atomstrahlungsmessungen von Doyle und Marrus (38) belegt ist und die geforderte negative Parität im Einklang mit den einen Paritätswechsel beim β -Zerfall dieser Kerne anzeigenden ft -Werten (1) steht.

Die Konfigurationszuordnungen von Lanier et al. (31) (s. Abb. 1) für die angeregten Zustände des Re^{186} ergeben sich u.a. aus

einer Analyse der Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen der (d,p)-Reaktion und dürften daher recht zuverlässig sein. Bei Re^{188} scheinen die Verhältnisse ähnlich zu liegen, wenn- gleich auch hier noch kein so umfangreiches Tatsachenmaterial für gut begründete Aussagen vorliegt. Die schon von Burson et al. (19) und Takahashi et al. (20) getroffenen Zuordnungen, $5/2(402) + 1/2(510)$ für das 169-keV-Niveau, $5/2(402) + 7/2(503)$ für das 171-keV-Niveau, $5/2(402) - 7/2(503)$ für das 290-keV-Niveau, sowie die Zugehörigkeit des Niveaus bei 63 und 156 keV zur Grundzustandsbande sind bisher nicht angezweifelt worden.

Nicht beobachtet wurden in Re^{186} und Re^{188} der Protonenzu- stand $9/2(514)$ und die Neutronenzustände $11/2(615)$, $9/2(505)$. Desweiteren fehlen Hinweise auf Niveaus mit Schwingungs- charakter. In den Nachbarkernen Re^{185} und Re^{187} wurden ver- schiedene Zustände oberhalb 500 keV Anregungsenergie als solche der γ -Schwingung gedeutet (1, 9). Ihre Identifizierung in den hier interessierenden uu-Kernen ist wegen der ver- gleichsweise höheren Niveaudichte mit Schwierigkeiten ver- bunden.

5. Experimente, Einzelspektren

5.1. Vorbemerkungen

Targets aus angereichertem Re^{185} und Re^{187} wurden in externer Anordnung am FRF mit thermischen Neutronen bestrahlt und dabei Einzelspektren der hochenergetischen γ -Strahlung von Re^{186} und Re^{188} mit Hilfe Lithium-gedrifteter Germanium-detektoren aufgenommen. Hinsichtlich apparativer Einzelheiten sei auf die Abschnitte 6.1. und 6.2. verwiesen, wo die Meßanordnung für zweiparametrische Koinzidenzspektren beschrieben wird. Der experimentelle Aufbau zur Messung der Einzelspektren entsprach im wesentlichen den Teilen der bei den Koinzidenzexperimenten verwendeten Apparatur, die dem Nachweis der hochenergetischen γ -Strahlung dienten. Die Registrierung der Einzelspektren erfolgte, anders als die der Koinzidenzspektren, mit einem Victoreen SCIPP 1600 Vielkanalanalysator.

An Germaniumdetektoren standen zur Verfügung anfangs ein planarer Detektor von nur 1 cm^2 Fläche und 4 mm Drifttiefe, hergestellt von Solid States Radiations, später ein planarer Detektor mit größerem empfindlichen Volumen von $8 \text{ cm}^2 \times 7 \text{ mm}$, hergestellt von RCA Victor Comp. Die Energieauflösung für γ -Strahlung um 5 MeV, ausgedrückt als Halbwertsbreite der Double-Escape-Peaks, betrug 9 - 10 keV bei Messungen mit dem kleineren Detektor und 13 - 14 keV beim größeren Detektor.

Die geringe Ansprechwahrscheinlichkeit des kleineren Detektors machte lange Akkumulationszeiten erforderlich. Gewöhnlich wurde ein Spektrum über 70 - 80 h akkumuliert, was der wöchentlichen Betriebszeit des Reaktors entsprach. Die dabei erzielte Statistik war, besonders am hochenergetischen Ende der Spektren, noch recht unbefriedigend. Längerdauernde Messungen wurden nicht ausgeführt, da elektronische Drifterscheinungen schon bei 70-stündiger Meßzeit die Energieauflösung beeinträchtigten und die Energieeichung verunsicherten.

Bei den Messungen mit dem größeren Detektor bestanden diese Schwierigkeiten in viel geringerem Maße. Nach etwa 20-stündiger Akkumulationszeit wurden Spektren mit sehr guter Statistik erhalten. In der Tat setzt am niederenergetischen Ende der Spektren, bei etwa 4 MeV Einfallsenergie die Kanalbreitenschwankung des Vielkanalanalysators und nicht die Statistik der Lokalisierbarkeit schwächerer Peaks eine Grenze. Die Zahl der in diesen Spektren gefundenen Linien ist aber nur wenig größer als in den mit dem kleineren Detektor gemessenen Spektren.

Beim größeren Detektor beträgt das Verhältnis der Single-Escape-Peak- zur Double-Escape-Peak-Ansprechwahrscheinlichkeit 1 : 9. Durch das Auftreten von Single-Escape-Peaks stärkerer Linien wird die Auswertung der Spektren erschwert. Zur sicheren Unterscheidung einiger Double-Escape-Peaks schwächerer Linien von nahe benachbarten Single-Escape-Peaks waren die mit dem kleineren Detektor gemessenen Spektren, in denen keine Single-Escape-Peaks beobachtet wurden, recht nützlich.

5.2. Linien anderer Herkunft als der erwünschten

Im Energiebereich unterhalb der Neutronenbindungsenergie können die gefundenen Linien unbedenklich dem jeweils untersuchten Re-Isotop zugeschrieben werden. Aus den Neutronenabsorptionsquerschnitten der Re-Isotope (2) und ihren Anreicherungsgraden (s. Abschn. 6.1) in den Targets Substanzen geht hervor, daß 2,4 % der Neutroneneinfänge im "Re¹⁸⁵"-Target zur Bildung von Re¹⁸⁸ und 1,1 % der Einfänge im "Re¹⁸⁷"-Target zur Bildung von Re¹⁸⁶ führen. Die Intensität der stärksten beobachteten hochenergetischen Linie des Re¹⁸⁸ verhält sich zur Intensität der stärksten hochenergetischen Linie des Re¹⁸⁶ etwa wie 1 : 2. Die schwächsten noch sicher erkennbaren Linien eines Spektrums besitzen ungefähr 5 % der Intensität der stärksten Linie des gleichen Spektrums. Wie aus Reinheitsangaben von ORNL weiter hervorgeht, sind auch Verunreinigungen der Targets Substanzen durch andere Elemente als Re hinreichend klein, um Fehlinterpretationen ausschließen zu können.

Um in den Re-Spektren möglicherweise vorkommende Peaks zu entdecken, die vom Strahlungsuntergrund aus der Umgebung des Detektors und von der γ -Strahlung infolge Neutroneneinfang in der Targethalterung herrühren, wurde an Stelle der Re-Targets eine Graphitprobe in den Neutronenstrahl gebracht und ein Spektrum unter sonst unveränderten Bedingungen aufgenommen. Die verwendete Menge Graphit übertraf in ihrer Neutronenstreuwirkung die Re-Targets und war wie diese in einer Magnesiumkapsel eingeschlossen. Im so erhaltenen Spektrum wurden 4 Peaks beobachtet, die der γ -Strahlung von durch Neutroneneinfang gebildeten Isotopen des C, Mg und Fe zuzuschreiben sind. Die Linien können aber intensitätsmäßig alle nicht mit der Strahlung der Re-Targets konkurrieren.

5.3. Energieeichung und Übergangsenergien

Die Energien der beobachteten hochenergetischen Übergänge sind in Tab. 1 für Re^{186} und in Tab. 2 für Re^{188} aufgeführt. Zu ihrer Bestimmung wurde für jedes Isotop jeweils das Spektrum mit der zuverlässigsten Energieeichung herangezogen. Diese beiden mit dem größeren Detektor aufgenommenen Spektren sind in ihren wesentlichen Teilen in Abb. 3 und 4 wiedergegeben.

Zur Energieeichung wurden die stärkeren γ -Linien der Reaktion $\text{Hg}^{199}(n,\gamma)\text{Hg}^{200}$ verwendet. Die Eichlinien sind gut über den interessierenden Energiebereich verteilt. Ihre Energien sind von Schult et al. (39) mit Fehlern unter 1 keV gemessen worden. Als Targetsubstanz wurde HgO verwendet. Die Zählraten wurden so gewählt, daß keine Verfälschung der Eichung durch zählratenbedingte Nulllinienverschiebung zu befürchten war. Es wurde jeweils ein Eichspektrum unmittelbar vor und nach der Akkumulation eines Re-Spektrums aufgenommen.

Die Ermittlung der Kanallage der Peakmaxima erfolgte durch visuelle Betrachtung der graphisch dargestellten Spektren. Der dabei begangene Fehler wurde je nach der Deutlichkeit, mit der ein Peak im Spektrum erscheint, zwischen $\pm 0,5$ und $\pm 1,5$ Kanalbreiten (0,9 - 2,7 keV) angenommen. Bei den Eich-

linien ist dieser Fehler stets kleiner als $\pm 0,5$ Kanalbreiten. Infolge langperiodischer elektronischer Instabilitäten stimmen die Peakpositionen in den beiden zu je einem Re-Spektrum gehörigen Eichspektren nicht überein. Die beobachteten Abweichungen lassen sich in guter Näherung durch eine Nullpunktverschiebung der Energieskala beschreiben. Diese Nullpunktverschiebung im Falle des Re^{186} -Spektrums 1,8 keV, im Falle des Re^{188} -Spektrums 3,6 keV. Vom Nullpunkt der für ein Re-Spektrum zutreffenden Energieskala wurde angenommen, daß er zwischen den durch beide Eichmessungen gegebenen Grenzen liegt, und daß der Fehlerbereich seiner Schätzung durch die gleichen Grenzen gegeben ist.

Der Zusammenhang zwischen Linienenergie und Peaklage wurde als linear angenommen und nach der Methode der kleinsten Quadrate aus den Eichdaten berechnet. Als Kanallage eines Eichpeaks wurde jeweils der Mittelwert der in den beiden Eichspektren festgestellten Peakpositionen in die Ausgleichsrechnung eingeführt. Zur Abschätzung der Fehler der Parameter der so bestimmten Eichgeraden wurden die Fehler der Eichpeakpositionen pauschal zu $\pm 0,5$ Kanalbreiten und die Fehler der Eichenergien pauschal zu ± 1 keV angesetzt. Die Fehler der Eichgeradenparameter trugen dann je nach Peaklage zwischen 0,7 und 1,5 keV zum Gesamtfehler der zu bestimmenden Linienenergie bei. Der in den Tabellen angegebene Gesamtfehler ist der Fehler der durch die Eichgerade gegebenen Schätzung des Nullpunkts der Energieskala ($\pm 0,9$ bzw. $\pm 1,8$ keV) zuzüglich der Wurzel aus der Summe der Quadrate der Beiträge der Fehler der Eichgeradenparameter und des Fehlers der Lage des jeweiligen Peaks.

Einige Zeit nach der Durchführung der Messungen wurde durch Untersuchungen von Krüger (40) festgestellt, daß die Annahme einer linearen Abhängigkeit zwischen Peaklage und Linienenergie bei der verwendeten Apparatur nicht ganz gerechtfertigt ist. Eine zuverlässige Korrektur nachträglich anzubringen, ist schwierig und wurde auch nicht angestrebt, da die erforderlichen Änderungen der Linienenergien in den meisten Fällen sich ganz innerhalb der angegebenen Fehler-

grenzen bewegen. Lediglich am niederenergetischen Ende des Spektrums, das außerhalb des durch Eichlinien abgesteckten Energiebereichs liegt, muß damit gerechnet werden, daß die angegebenen Energien in der Höhe der angegebenen Fehler systematisch zu groß sind.

Vergleich mit Arbeit (31):

Im Falle des Re^{186} liegen zum Vergleich mit den hier erhaltenen Übergangsenergien die jüngst bekannt gewordenen Ergebnisse der Untersuchung der hochenergetischen Neutroneneinfangsstrahlung durch Hafemeister und Shera als Teil der Gemeinschaftsarbeit (31) vor. Diese Messungen wurden in interner Targetanordnung mit einem Paarspektrometer, bestehend aus NaJ-Ring und Ge-Zentralkristall, ausgeführt. Die im Vergleich zu den Spektren der vorliegenden Arbeit um den Faktor 1,8 bessere Energieauflösung und der durch die Paarspektrometertechnik verringerte Untergrund ermöglichten das Auffinden von 9 weiteren Linien unterhalb und von 12 weiteren Linien innerhalb des durch Tab. 1 belegten Energiebereichs. Von den in Tab. 1 als komplex bezeichneten Linien wurde die bei 5313,0 keV in zwei etwa gleich starke Komponenten aufgelöst und bei den Linien bei 5256,5 und 4504,0 keV je ein intensitätsschwacher Begleiter festgestellt. Dagegen kann aufgrund der hier vorliegenden Spektren die Existenz von Linien bei 4951,5, 4937,0, 4351,0 und 4319,0 keV behauptet werden, über die (31) keine Angaben enthält. Das Fehlen der beiden ersteren dieser Linien in (31) kann damit erklärt werden, daß diese in den in interner Targetanordnung gemessenen Spektren durch eine starke Linie bei 4945 keV überdeckt werden, die der im Reaktorgraphit ablaufenden Reaktion $\text{C}^{12}(\text{n},\gamma)\text{C}^{13}$ entstammt.

Mit Ausnahme der Doppellinie bei 5313,0 keV und der 5 letzten der Tab. 1 stimmen die 44 beiden Arbeiten gemeinsamen Energieangaben gut überein. Während die durchschnittliche Abweichung der Energieangaben beider Arbeiten für diese 44 Linien 1,05 keV beträgt, sind die 5 letzten in Tab. 1 angegebenen Energien systematisch größer als die entsprechenden Werte in (31) und zwar im Mittel um 5 keV. Eine Erklärung

für diese drastische Abweichung dürfte in der bei der Energiegleichung nicht berücksichtigten Nichtlinearität der Meßelektronik zu suchen sein.

Tabelle 1: Energien und relative Intensitäten hochenergetischer γ -Übergänge, beobachtet in der Reaktion $\text{Re}^{185}(n,\gamma)\text{Re}^{186}$, sowie Anregungsenergien der von den Übergängen gespeisten Zustände, bezogen auf eine Neutronenbindungsenergie von $6180,5 \pm 2,5$ keV.

Zeichenerklärung: Energieangaben in () betreffen Übergänge, deren Peaks in den Spektren nur andeutungsweise in Erscheinung treten. -- K bezeichnet komplexe Linien. ---*) Dieser Übergang bestimmt die Bindungsenergie. ---**) Die Intensität dieses Übergangs wurde willkürlich gleich 10 gesetzt.

Pos. Nr.	Übergangs- energien (keV)	Übergangs- intensitäten (willk. Einh.)	Anregungs- energien (keV)
1	$6182,0 \pm 4,0$	-	$- 1,5 \pm 3,0$
2	$6122,0 \pm 2,5$	$1,7 \pm 0,20$	$58,5 \pm 1,5$
3	$6081,0 \pm 2,5$	$2,2 \pm 0,25$	$99,5^*)$
4	$6033,5 \pm 2,5$	$1,4 \pm 0,20$	$147,0 \pm 2,0$
5	$6007,0 \pm 2,5$	$1,3 \pm 0,20$	$173,5 \pm 2,0$
6	$5969,5 \pm 4,0$	$0,46 \pm 0,10$	$211,0 \pm 3,0$
7	$5912,0 \pm 2,0$	$10,0^{**})$	$268,5 \pm 1,5$
8	$5858,5 \pm 2,0$	$2,3 \pm 0,25$	$322,0 \pm 1,5$
9	$5799,0 \pm 4,0$	$0,45 \pm 0,13$	$381,5 \pm 3,0$
10	$5710,5 \pm 2,0$	$1,9 \pm 0,25$	$470,0 \pm 1,5$
11	$5646,5 \pm 2,5$	$1,6 \pm 0,20$	$534,0 \pm 2,0$
12	$5602,5 \pm 2,0$	$1,8 \pm 0,25$	$578,0 \pm 1,5$
13	$5495,5 \pm 3,0$	$1,6 \pm 0,25$	$685,0 \pm 2,5$
14	$5382,5 \pm 4,0$	-	$798,0 \pm 3,5$
15	$5355,0 \pm 2,0$	$2,8 \pm 0,40$	$825,5 \pm 1,5$
16 K	$5313,0 \pm 4,0$	-	$867,5 \pm 3,5$
17	$5278,5 \pm 2,0$	$3,0 \pm 0,35$	$902,0 \pm 2,0$
18 K	$5256,5 \pm 3,0$	$1,6 \pm 0,25$	$924,0 \pm 2,5$
19	$5206,5 \pm 2,5$	$1,4 \pm 0,25$	$974,0 \pm 2,0$
20	$5176,5 \pm 2,5$	$2,5 \pm 0,30$	$1004,0 \pm 2,0$
21	$5139,0 \pm 2,5$	$4,2 \pm 0,45$	$1041,5 \pm 2,0$

Tabelle 1: Fortsetzung

Pos. Nr.	Übergangs- energien (keV)	Übergangs- intensitäten (willk.Einh.)	Anregungs- energien (keV)
22	5110,5 $\pm$ 3,5	-	1070,0 $\pm$ 3,0
23	5079,0 $\pm$ 3,0	1,9 $\pm$ 0,30	1101,5 $\pm$ 2,5
24	5023,5 $\pm$ 2,5	5,1 $\pm$ 0,60	1152,0 $\pm$ 2,0
25	5006,5 $\pm$ 2,5	5,2 $\pm$ 0,60	1174,0 $\pm$ 2,0
26	4981,5 $\pm$ 4,0	-	1199,0 $\pm$ 3,5
27	(4951,5 $\pm$ 4,0)	-	1229,0 $\pm$ 3,5
28	4937,0 $\pm$ 3,0	1,9 $\pm$ 0,35	1243,5 $\pm$ 2,5
29	4914,0 $\pm$ 4,0	-	1266,5 $\pm$ 3,5
30	(4893,0 $\pm$ 4,0)	-	1287,5 $\pm$ 3,5
31	4871,5 $\pm$ 4,0	-	1309,0 $\pm$ 3,5
32	4860,5 $\pm$ 3,0	6,2 $\pm$ 0,70	1320,0 $\pm$ 2,5
33	(4827,0 $\pm$ 4,0)	-	1353,5 $\pm$ 3,5
34	4773,0 $\pm$ 2,5	3,5 $\pm$ 0,45	1407,5 $\pm$ 2,0
35	4743,0 $\pm$ 4,0	-	1437,5 $\pm$ 3,5
36	4703,0 $\pm$ 4,0	-	1477,5 $\pm$ 3,5
37	4693,0 $\pm$ 4,0	-	1487,5 $\pm$ 3,5
38	4661,0 $\pm$ 3,5	-	1519,5 $\pm$ 3,0
39	4632,5 $\pm$ 3,0	1,5 $\pm$ 0,25	1548,0 $\pm$ 2,5
40	4611,0 $\pm$ 3,0	-	1569,5 $\pm$ 2,5
41	4591,0 $\pm$ 3,0	-	1589,5 $\pm$ 2,5
42	4571,0 $\pm$ 3,5	-	1609,5 $\pm$ 3,0
43	4534,5 $\pm$ 4,0	-	1646,0 $\pm$ 3,5
44 K	4504,0 $\pm$ 4,0	1,6 $\pm$ 0,30	1676,5 $\pm$ 3,5
45	4457,0 $\pm$ 3,0	1,5 $\pm$ 0,30	1723,5 $\pm$ 3,0
46	4411,5 $\pm$ 4,0	-	1769,0 $\pm$ 3,5
47	4391,0 $\pm$ 3,0	1,7 $\pm$ 0,35	1789,5 $\pm$ 3,0
48	4351,0 $\pm$ 3,5	-	1829,5 $\pm$ 3,0
49	4319,0 $\pm$ 4,0	-	1861,5 $\pm$ 3,5
50	(4298,5 $\pm$ 4,0)	-	1882,0 $\pm$ 3,5
51	(4279,5 $\pm$ 4,0)	-	1901,0 $\pm$ 3,5
52	4220,0 $\pm$ 3,0	1,3 $\pm$ 0,30	1960,5 $\pm$ 3,0
53	4199,5 $\pm$ 4,0	-	1981,0 $\pm$ 3,5
54	4180,5 $\pm$ 3,0	2,0 $\pm$ 0,40	2000,0 $\pm$ 3,0

Tabelle 2: Energien und relative Intensitäten hochenergetischer γ -Übergänge, beobachtet in der Reaktion $\text{Re}^{187}(\text{n},\gamma)\text{Re}^{188}$, sowie Anregungsenergien der von den Übergängen gespeisten Zustände, bezogen auf eine Neutronenbindungsenergie von $5874,0 \pm 3,0$ keV.

Zeichenerklärung: Energieangaben in () betreffen Übergänge, deren Peaks in den Spektren nur andeutungsweise in Erscheinung treten. -- K bezeichnet komplexe Linien. --*) Dieser Übergang bestimmt die Bindungsenergie; seine Intensität wurde willkürlich gleich 10 gesetzt.

Pos. Nr.	Übergangs- energien (keV)	Übergangs- intensitäten (willk.Einh.)	Anregungs- energien (keV)
1	$5874,0 \pm 3,0$	10,0*)	$0,0^*)$
2	$5810,5 \pm 4,5$	$1,3 \pm 0,25$	$63,5 \pm 3,0$
3	$5718,5 \pm 4,5$	-	$155,5 \pm 3,0$
4	$5704,0 \pm 3,5$	$7,0 \pm 1,3$	$170,0 \pm 1,5$
5	$5690,0 \pm 3,5$	-	$184,0 \pm 1,5$
6	$5670,5 \pm 4,0$	-	$203,5 \pm 2,0$
7	$5643,0 \pm 3,5$	$0,73 \pm 0,20$	$231,0 \pm 1,5$
8	$5617,5 \pm 3,5$	$2,3 \pm 0,40$	$256,5 \pm 1,5$
9	$5586,0 \pm 4,5$	$1,0 \pm 0,50$	$288,0 \pm 3,0$
10	$5558,0 \pm 4,5$	$5,2 \pm 0,85$	$316,0 \pm 3,0$
11 K	$5550,5 \pm 4,5$		$323,5 \pm 3,0$
12	$5503,5 \pm 4,5$		$370,5 \pm 3,0$
13	$5374,5 \pm 4,5$	-	$499,5 \pm 3,0$
14	$5350,5 \pm 3,5$	$5,3 \pm 0,75$	$523,5 \pm 1,5$
15	$5313,0 \pm 4,5$	-	$561,0 \pm 3,0$
16	$5242,5 \pm 4,5$	-	$631,5 \pm 3,0$
17	$5226,0 \pm 3,5$	$2,5 \pm 0,45$	$648,0 \pm 2,0$
18	$5194,0 \pm 4,5$	-	$680,0 \pm 3,0$
19	$5168,0 \pm 4,0$	$2,2 \pm 0,55$	$706,0 \pm 2,5$
20	$5137,0 \pm 3,0$	$4,8 \pm 0,75$	$737,0 \pm 1,5$

Tabelle 2: Fortsetzung

Pos. Nr.	Übergangs- energien (keV)	Übergangs- intensitäten (willk.Einh.)	Anregungs- energien (keV)
21	5120,5 $\pm$ 4,5	-	753,5 $\pm$ 3,0
22	5074,0 $\pm$ 3,0	12,6 $\pm$ 1,6	800,0 $\pm$ 1,5
23	5050,0 $\pm$ 4,0	-	824,0 $\pm$ 2,5
24	5013,5 $\pm$ 3,5	5,7 $\pm$ 1,0	860,5 $\pm$ 2,0
25 K	(4990,5 $\pm$ 5,0)	-	883,5 $\pm$ 3,5
26	4975,0 $\pm$ 4,5	-	899,0 $\pm$ 3,0
27 K	4948,0 $\pm$ 4,5	-	926,0 $\pm$ 3,0
28	4891,0 $\pm$ 4,5	-	983,0 $\pm$ 3,0
29	4861,0 $\pm$ 4,5	-	1013,0 $\pm$ 3,0
30	4834,5 $\pm$ 4,5	-	1039,5 $\pm$ 3,0
31 K	4788,0 $\pm$ 4,0	9,5 $\pm$ 1,2	1086,0 $\pm$ 2,5
32 K	4755,5 $\pm$ 4,5	-	1118,5 $\pm$ 3,5
33	(4730,0 $\pm$ 4,5)	-	1144,0 $\pm$ 3,5
34	4714,5 $\pm$ 4,0	-	1159,5 $\pm$ 2,5
35	4706,0 $\pm$ 4,5	-	1168,0 $\pm$ 3,5
36	4663,0 $\pm$ 3,5	-	1211,0 $\pm$ 2,0
37	4647,0 $\pm$ 4,5	4,0 $\pm$ 0,90	1227,0 $\pm$ 3,5
38	(4612,0 $\pm$ 5,0)	-	1262,0 $\pm$ 3,5
39 K	4563,0 $\pm$ 4,5	-	1311,0 $\pm$ 3,5
40	4541,0 $\pm$ 4,5	-	1333,0 $\pm$ 3,5
41	4525,5 $\pm$ 4,0	-	1348,5 $\pm$ 2,5
42	(4512,0 $\pm$ 4,5)	-	1362,0 $\pm$ 3,5
43	4502,0 $\pm$ 4,5	-	1372,0 $\pm$ 3,5
44	4440,5 $\pm$ 4,0	-	1433,5 $\pm$ 2,5
45	4421,0 $\pm$ 4,0	3,9 $\pm$ 0,90	1453,0 $\pm$ 2,5
46	4408,5 $\pm$ 3,5	6,2 $\pm$ 1,10	1465,5 $\pm$ 2,5
47 K	4336,0 $\pm$ 4,5	-	1538,0 $\pm$ 3,5
48	(4314,0 $\pm$ 5,0)	-	1560,0 $\pm$ 3,5
49	(4304,0 $\pm$ 5,0)	-	1570,0 $\pm$ 3,5
50	4286,5 $\pm$ 3,5	4,8 $\pm$ 0,80	1587,5 $\pm$ 2,5
51	4249,0 $\pm$ 4,0	-	1625,0 $\pm$ 3,0

5.4. Intensitäten

Für die stärkeren hochenergetischen Übergänge, deren Peaks sich in den gemessenen Spektren hinreichend deutlich vom Untergrund abheben, wurden relative Intensitäten bestimmt. Hierzu wurden die Summen der Ereigniszahlen jeweils in einem 7 Kanäle breiten Zentralbereich der Double-Escape-Peaks der hier abgebildeten Spektren gebildet und davon der Untergrund subtrahiert. Die Bestimmung des Untergrunds erfolgte auf graphischem Wege unter Annahme eines linearen Verlaufs unter den Peaks. Bei der Umrechnung der so ermittelten relativen Peakinhalte in relative Intensitäten wurden die auf Messungen von Huhs (41) basierenden Angaben über die Energieabhängigkeit der Double-Escape-Peak-Ansprechwahrscheinlichkeit des benutzten Detektors verwendet. Die Linienintensitäten sind in Tab. 1 für Re^{186} relativ zur Intensität der starken 5912,0-keV-Linie und in Tab. 2 für Re^{188} relativ zur Intensität der 5874,0-keV-Linie angegeben. Die Intensitäten der Bezugslinien wurden willkürlich gleich 10 gesetzt. Die angegebenen Fehler beruhen auf groben Abschätzungen der Ungenauigkeit der Kenntnis des Untergrundverlaufs und der Energieabhängigkeit der Double-Escape-Peak-Ansprechwahrscheinlichkeit.

5.5. Niveauenergien

Die hochenergetischen Primärübergänge beim (n,γ) -Prozeß definieren im Bereich niedriger Anregungsenergien des Endkerns eine Folge von Niveaus, deren Energien um eine gemeinsame additive Konstante unbestimmt sind. Diese ergibt sich unmittelbar aus der Neutronenbindungsenergie des Endkerns, die gleich der Energie des zum Grundzustand führenden Primärübergangs ist.

Zur Zeit, da die hier vorgelegten Meßergebnisse gewonnen wurden, waren in der veröffentlichten Literatur folgende Werte für die Neutronenbindungsenergie der untersuchten Kerne zu finden:

6240 ± 70 keV (42), 6260 ± 70 keV (1) für Re^{186} und
 5725 ± 19 keV (42), 5686 ± 20 keV (1) für Re^{188} .

Die großen und, wie sich weiter unten zeigen wird, zu knapp bemessenen Fehlergrenzen machen diese Daten ungeeignet zur Bestimmung der Niveauenergien. Es mußte deshalb versucht werden, unabhängig von diesen Angaben durch Vergleich der durch die hochenergetischen γ -Übergänge festgelegten Niveaufolge mit dem schon bekannten niederenergetischen Niveauschema des jeweiligen Kerns zu einem gegenseitigen Anschluß der beiden Niveauleitern zu gelangen.

Re¹⁸⁶:

Für diesen Vergleich bot sich seinerzeit als umfangreichstes Niveauschema des Re¹⁸⁶ das von Mahlein (32) an, das auf Messungen der niederenergetischen Konversionselektronen-Neutroneneinfangsstrahlung beruht. Daneben standen von Lanier und Sheline (34) über die (d,p)- und (d,t)-Reaktion bestimmte Niveauenergien zur Verfügung. Lanier und Sheline erhielten auch einen Wert für die Neutronenbindungsenergie: 6165 ± 25 keV. Innerhalb der durch den Fehlerbereich um diese Energie gegebenen Möglichkeiten der Anordnung der durch die hochenergetischen Übergänge bestimmten Niveaufolge auf der Energieskala ergibt die in Abb. 5 gezeigte die beste Übereinstimmung mit den Niveaufolgen (32) und (34). Ihrzufolge wäre der Übergang von 6182 ± 4 keV als Grundzustandsübergang anzusehen. Bei diesem ist aber die Energiebestimmung mit einem relativ großen Fehler verbunden, da er in den gemessenen Spektren nur als schwacher Peak in Erscheinung tritt. Den etwas genaueren Wert $6180,5 \pm 2,5$ keV für die Neutronenbindungsenergie erhält man, wenn man zu ihrer Bestimmung den intensiveren 6081,0-Übergang heranzieht, der gemäß Abb. 5 auf das 99,38-keV-Niveau der Mahleinschen Arbeit zu setzen ist. Dieser Wert befindet sich in guter Übereinstimmung mit dem erst kürzlich bekannt gewordenen von 6179 ± 3 keV (31), der ganz analog gewonnen wurde.

Aus der Zuordnung des 6081,0-keV-Übergangs zu einem Niveau bei 99,5 keV ergeben sich die in Tab. 1 aufgeführten Niveauenergien. Ihre Fehler wurden durch quadratisches Addieren folgender Beiträge erhalten: Fehler der Peakposition der 6081,0-keV-Linie ($\pm 0,5$ Kanalbreiten), Fehler der Peakposi-

tion des zum jeweiligen Niveau führenden Übergangs, Fehler der Umrechnung des Kanalabstands dieser beiden Peakpositionen in Energieeinheiten (2 eV/Kanal).

Die Fehler der Niveauenergien sind kleiner als die der zugehörigen Linienenergien, da sie den Nullpunktsfehler der Energieeichung nicht enthalten. Andererseits kann aber die bei der Energieeichung unberücksichtigte Nichtlinearität der Meßelektronik die Niveauenergien in stärkerem Maße als die Linienenergien verfälschen. Es ist deshalb nicht auszuschließen, daß in Einzelfällen die angegebenen Fehlergrenzen der Niveauenergien etwas zu klein sind. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen aber die hier angegebenen Niveauenergien mit denen der Arbeit (31) überein, wenn auch die Übereinstimmung etwas schlechter als bei den Linienenergien ist. So steht der schon in Abschnitt 5.3. erwähnten durchschnittlichen Abweichung von 1,05 keV bei den Linienenergien der entsprechende Wert von 1,35 keV bei den Niveauenergien gegenüber.

Re¹⁸⁸:

Als geeignete Vergleichsdaten liegen bei Re¹⁸⁸ die Niveauenergien des von Suarez et al. angegebenen Schemas (27) und die der (d,p)-Messungen von Lanier und Sheline (29) vor. Die Neutronenbindungsenergie haben Lanier und Sheline zu 5886 ± 20 keV bestimmt. Dieser Wert widerspricht den Angaben (1, 42), ist aber verträglich mit der Existenz einer intensiven γ -Linie bei 5874,0 keV, die ihrerseits die Daten (1, 42) widerlegt. Oberhalb dieser Linie geben die hier erhaltenen Spektren keinen Hinweis auf das Vorhandensein von Übergängen höherer Energie. Im Einklang hiermit und mit der von Lanier und Sheline gefundenen Bindungsenergie erhält man die beste Übereinstimmung der Niveaufolgen (27, 29) mit der aus dem hochenergetischen γ -Spektrum abgeleiteten, wenn man, wie in Abb. 6 dargestellt, den 5874,0-keV-Übergang auf den Grundzustand setzt. Für die Neutronenbindungsenergie folgt so der Wert $5874,0 \pm 3$ keV und für die Niveauenergien die in Tab. 2 angegebenen Werte.

Die getroffene Zuordnung bestätigt umgekehrt die von Suarez et al. erstmals bei 230,99 und 256,9 keV aufgrund von Energiekombinationen angenommenen Niveaus, wo die Argumentation für das 230-keV-Niveau in Widerspruch zu dem von Prokofjev und Simonova (26) vorgeschlagenen Niveauschema steht.

Beim 288-keV-Niveau der vorliegenden Arbeit ist es zweifelhaft, ob es sich um das Niveau bei 284,7 oder 290,7 keV des Schemas von Suarez et al. oder um das 285,8-keV-Niveau der Messungen von Lanier und Sheline handelt, das seinerseits mit dem von Suarez et al. versuchsweise bei 284,7 keV vorgeschlagenen Niveau identisch sein könnte. Auch die Möglichkeit, daß die das 288-keV-Niveau definierende 5586-keV-Linie komplex ist und die an ihr beteiligten Übergänge mehr als eines der zur Auswahl stehenden Niveaus bevölkern, kann nicht ausgeschlossen werden. Es gelang nicht, einer Klärung dieser Fragen näher zu kommen. Zwar erscheint der Double-Escape-Peak der 5586-keV-Linie auch in den mit dem kleineren Detektor aufgenommenen Spektren verbreitert, aber die schlechte Statistik verhindert eine zuverlässige Aussage. In dem mit dem größeren Detektor aufgenommenen Spektrum der Abb. 4 ist der fragliche Double-Escape-Peak vom gleich starken Single-Escape-Peak der 5074-keV-Linie überlagert. Die Überlagerung dieser beiden Peaks verhindert auch eine eindeutige Entscheidung durch die Koinzidenzspektren.

6. Experimente, Koinzidenzspektren

6.1. Meßanordnung

Die Experimente wurden am zentralen Strahlkanal L3/R3 des FRF in externer Targetanordnung ausgeführt. Aus dem quer durch den Reaktor verlaufenden Strahlkanal (s. Abb. 7) wurden Neutronen von einer Scheibe Makrolon (ein Polykarbonat der BASF) herausgestreut, die in einer Entfernung von 35 cm von der Mitte des Reaktorkerntanks angebracht war. Die Wahl und Anordnung des Streumaterials geht auf eine Untersuchung von Kernbach (43) zurück, in der sich die gewählten Verhältnisse bezüglich der Ausbeute an thermischen Neutronen im Vergleich zu der an schnellen Neutronen und Gammastrahlung als günstig erwiesen hatten.

Von einem Kollimator mit sich von innen nach außen stufenweise verjüngender Bohrung wurde ein Neutronenstrahl ausgeblendet, dessen Durchmesser am Ort des Targets ca. 7 mm betrug. Vom Ort des Targets waren außer einem Zentralgebiet des Streuers keine inneren Teile des Reaktors sichtbar. Der Kollimator verhinderte somit, daß die intensive Gammastrahlung aus dem Reaktorinnern auf geradem Wege zum Target gelangen konnte. Bei voller Reaktorleistung traten aus dem Kollimator $2,5 \cdot 10^5$ n/sec aus.

Um am Target gestreute Neutronen von den Detektoren fern zu halten, wurde der Neutronenstrahl auf einer Länge von 20 cm durch eine rohrförmige Abschirmung aus Li^6 -Karbonat hindurchgeführt, ohne die Innenwand der Abschirmung zu berühren. Das Li^6 -Karbonat war in einer Schichtdicke von $0,25 \text{ g/cm}^2$ zwischen konzentrischen, dünnwandigen Magnesiumrohren eingeschlossen. Zur Bestrahlung wurden die Targets, in einer Haltevorrichtung aus Magnesium befestigt, in das Abschirmrohr hineingeschoben.

Als Targetmaterial wurden angereicherte Isotope des Oak Ridge National Laboratory verwendet, und zwar standen 1 g zu 96,66% angereichertes Re^{185} und 0,88 g zu 99,22 % angereichertes

Re¹⁸⁷ in metallischer Form zur Verfügung. Um die pulverförmigen Substanzen in eine für die Messungen geeignete Form zu bringen, wurde die gesamte vom jeweiligen Isotop verfügbare Menge in eine kleine Döchse aus Magnesium eingepreßt, wo sie ein zylindrisches Volumen von $7\phi \times 7$ mm erfüllte. Das Gewicht der Magnesiumkapsel betrug 0,13 g. Für den vom Neutronenstrahl getroffenen Teil der Targethalterung sind rund 0,1 g anzusetzen. Aus Wirkungsquerschnitt (2), Menge und Anordnung der Targets substanz und dem auftreffenden Neutronenstrom läßt sich die Reaktionsrate im Target angenähert berechnen. Man erhält bei voller Reaktorleistung $1,5 \cdot 10^5$ Einf./sec in Re¹⁸⁵ und 10^5 Einf./sec in Re¹⁸⁷.

Die Anordnung der Detektoren zur Aufnahme der hoch-nieder-energetischen Koinzidenzspektren ist in Abb. 8 schematisch dargestellt. Als Detektoren wurden ein 3" x 3" NaJ(Tl)-Kristall von Harshaw und ein gekapselter, planarer Ge(Li)-Detektor von 8 cm² Fläche und 7 mm Drifftiefe der RCA Victor Comp. verwendet. Die Quelle-Detektor Abstände wurden so gewählt, daß die Zählratenbelastung der Elektronik gerade die Grenzen erreichte, an denen ein einwandfreies Funktioni-eren noch gewährleistet war. Die Raumwinkel, unter denen die Detektoren Strahlung vom Target erfaßten, waren: Beim NaJ-Detektor 4,4 % von 4π , beim Ge-Detektor 3,7 % von 4π bei Messungen an Re¹⁸⁶ und 6,3 % bei Messungen an Re¹⁸⁸.

Um unerwünschte Koinzidenzen infolge Vernichtungsstrahlung nach Paareffekt und Comptonstreuung zwischen den Detektoren möglichst zu unterbinden, wurde in den Weg der Strahlung vom einen Detektor zum anderen ein Bleiklotz gebracht. Die Wirksamkeit dieser Maßnahme erkennt man daran, daß sich die Koinzidenzzählrate im Energiebereich der hoch-niederenergetischen Koinzidenzspektren reichlich verdoppelte, wenn der Bleiklotz weggenommen wurde. Andererseits wurde doch noch eine gewisse Anzahl Paareffektkoinzidenzen registriert, wie man am Auftreten der 511-keV-Linie in den Koinzidenzspektren (Abb. 19) erkennt. Eine Verstärkung der Abschirmung zwischen den Detektoren erschien nicht sinnvoll, da dies nur über eine Vergrößerung der Quelle-Detektor Abstände, verbunden mit der entsprechenden Zählrateneinbuße, hätte erreicht werden können.

6.2. Signalverarbeitung

Zur Aufnahme der hoch-niederenergetischen Koinzidenzspektren wurde das in Abb. 9 in einem Blockschema dargestellte elektronische System verwendet. Die Anordnung gliedert sich in zwei Zweige, in denen die Pulse je eines Detektors verarbeitet werden. Im Zweige des Ge-Detektors erfolgt die analogmäßige Signalverarbeitung in einem Verstärkersystem der Firma Tennelec, bestehend aus einem TC100C Röhrenvorverstärker, einem TC200 Filterverstärker und einem TC250 Fensterverstärker. Der NaJ-Scintillationskristall ist Teil einer Harshaw 12S12 Integralline. Ihm folgen der Reihe nach ein Vorverstärker, ein Doppel-Delaylineklipping-Verstärker mit 0,8 μ sec Klippingzeit, eine Verzögerungsleitung zur Gewährleistung gleichzeitigen Eintreffens der Pulse dieses Zweigs mit denen des anderen am Vielkanalanalysator und ein Fensterverstärker. Der Fensterverstärker und der Vorverstärker sind Entwicklungen der elektronischen Werkstatt des Instituts. Der Delaylineklipping-Verstärker und die unten beschriebene Koinzidenzelektronik sind Erzeugnisse der Firma Cosmic Radiation.

Jeder Zweig mündet in einen der beiden Analog-Digital-Konverter eines Victoreen MP104RT Zweiparameter Vielkanalanalysators. Eine Digitalisierung von Pulsen und anschließende Registrierung im 10^4 Speicherplätze umfassenden Ferritkernspeicher des Analysators erfolgt nur, wenn an einem Toreingang ein Signal ansteht, das die Koinzidenz zweier an den Analog-Digital-Konvertern eintreffender Pulse anzeigt.

Dieses Koinzidenzsignal wird in konventioneller Nulldurchgangstechnik gewonnen. Dazu werden im Zweige des Ge-Detektors die Pulse am ersten Zwischenausgang des Filterverstärkers, wo sie noch in geeigneter, exponentiell abfallender Form vorliegen, abgezweigt und einem Klipping-Verstärker vom Typ des im Zweige des NaJ-Detektors verwendeten zugeführt. Vom Nulldurchgang der doppelt geklippten Pulse beider Zweige werden dann in Diskriminatoren in strenger zeitlicher Korrelation Nadelpulse abgeleitet, bei deren Überlappen in der

Koinzidenzstufe das Torsignal für den Vielkanalanalysator ausgelöst wird. Neben der Ableitung eines Zeitsignals gestatten die Diskriminatoren eine integrale oder differentielle Pulshöhendiskriminierung.

Typische Werte für die verarbeiteten Zählraten oberhalb einer 50 keV entsprechenden Schwelle sind $1,2 \cdot 10^4$ Pulse/sec im Zweige des Ge-Detektors und $3,5 \cdot 10^4$ Pulse/sec im Zweige des NaJ-Detektors. Im jeweils erfaßten Energiebereich wurden rund 2 Koinzidenzereignisse pro sec registriert, darunter etwa 2,5 % zufällige Koinzidenzen. Die Akkumulationsdauer für ein Spektrum betrug in der Regel 150 h. Wegen des Abschaltens des Reaktors an Wochenenden mußte jedes Spektrum in wenigstens zwei auf je eine Woche verteilten Läufen aufgenommen werden.

Zur Vermeidung elektronischer Instabilitäten infolge der besonders im Sommer recht großen Temperaturschwankungen in der Reaktorhalle wurde um die Apparatur herum ein klimatisierter Raum geschaffen. Temperaturschwankungen konnten so auf $\pm 0,7^\circ\text{C}$ beschränkt werden.

Innerhalb einer Woche wurden im Zweige des Ge-Detektors Verschiebungen des Spektrums von unter $\pm 0,3$ Kanalbreiten von insgesamt 200 beobachtet, so daß hier gewöhnlich keine äußeren Eingriffe erforderlich waren. Im Zweige des NaJ-Detektors mußte die Verstärkung bei in etwa 10-stündigen Abständen vorgenommenen Kontrollen manuell nachgeregelt werden, um langperiodische Verstärkungsänderungen des Fotovervielfachers zu kompensieren. Es gelang, Verschiebungen des Spektrums auf etwa $\pm 0,3$ Kanalbreiten von insgesamt 50 zu reduzieren.

6.3. Zählverluste

Verschiedene Untersuchungen wurden mit der Absicht durchgeführt, Gewißheit über das zuverlässige Funktionieren der Koinzidenzelektronik zu erhalten und eine größenordnungsmäßige Vorstellung von den bei der Aufnahme der Koinzidenzspektren entstehenden Zählverlusten zu gewinnen. Auf unmittelbarste Weise läßt sich das Ausmaß der Zählverluste bestimmen durch die Messung eines Koinzidenzspektrums mit bekannten Linienintensitäten und den Vergleich der dabei festgestellten Peakzählraten mit den bei Abwesenheit von Zählverlusten zu erwartenden. Um eine Übertragung der so gewonnenen Ergebnisse auf die Re-Spektren zu erlauben, sollte das Referenzspektrum möglichst mit einer für die Messungen an Re typischen Einstellung der Meßelektronik aufgenommen werden, und die in verschiedenen Energiebereichen auftretende Zählratenbelastung sollte der bei der Aufnahme der Re-Spektren möglichst ähneln.

Ein geeignetes Referenzspektrum liefert die Reaktion $\text{Sm}^{149}(\text{n}, \gamma)\text{Sm}^{150}$. Bei Verwendung von natürlichem Sm als Targets substanz entfallen ca. 99 % der thermischen Einfänge auf diese Reaktion. Dies geht aus der isotopischen Zusammensetzung und dem Einfangsquerschnitt von Sm (44) hervor. Wie man (44) weiter entnimmt, weist das hochenergetische γ -Spektrum der Reaktion bei 7,2 MeV eine Linie der Intensität 3,7/1000 Einf. auf. Linien vergleichbarer Intensität werden erst bei um einige hundert keV kleineren Energien beobachtet. Der 7,2-MeV-Übergang ist das erste Glied einer Kaskade, die ohne Verzweigung vom Neutroneneinfangszustand in zwei weiteren Schritten von 440 und 334 keV zum Grundzustand des Sm^{150} führt. Die Kaskade bildet im hoch-niederenergetischen Koinzidenzspektrum zwei Koinzidenzlinien gleicher Intensität, deren Peaks, von anderen störenden Strukturen weit entfernt liegend, sich zur Intensitätsbestimmung gut eignen.

Die Messung ergab eine gute Übereinstimmung des experimentell bestimmten Intensitätsverhältnisses der beiden Linien mit dem tatsächlichen, dagegen einen Zählverlust von 43 % bei den

absoluten Peakzählraten. Der Berechnung dieses Zählverlustes lag folgende Definition der in Abwesenheit von Zählverlusten zu erwartenden Koinzidenzpeakzählrate Z_{KP} zu Grunde:

$$Z_{KP} = Z_{Ge} \cdot \epsilon_{NaJ} \cdot \Omega_{NaJ}$$

Hier bezeichnet:

Z_{Ge} die Zählrate im Double-Escape-Peak der 7,2-MeV-Linie. Z_{Ge} wurde aus dem hochenergetischen Einzelspektrum ermittelt. In Z_{KP} sind dann aber schon die bei der Aufnahme des Einzelspektrums eintretenden Zählverluste enthalten, die vor allem durch Pile-Up von Pulsen verursacht werden. Von der Berechnung von Z_{Ge} aus Reaktionsrate, Linienintensität, Raumwinkel und Ansprechwahrscheinlichkeit wurde abgesehen, um die durch die Fehler dieser Größen in die Betrachtung eingeführte Unsicherheit zu vermeiden.

ϵ_{NaJ} die Totalabsorptionspeak-Ansprechwahrscheinlichkeit des NaJ-Detektors bei der Energie des am betreffenden Koinzidenzpeak beteiligten niederenergetischen Übergangs. Werte für ϵ_{NaJ} wurden einer graphischen Darstellung in (45) entnommen.

Ω_{NaJ} den Raumwinkel, bezogen auf 4π , unter dem Strahlung vom Target zum NaJ-Detektor gelangt.

Der mit 43 % unerwartet hohe Zählverlust gab Anlaß zu einer Reihe von Untersuchungen der Meßelektronik, die eine Erklärung für dessen Zustandekommen liefern sollten. Zunächst wurde an die Streuung der Anstiegszeiten der vom Ge-Detektor gelieferten Pulse als eine der möglichen Ursachen für Koinzidenzverluste gedacht, da diese bei der Nulldurchgangsmethode eine relativ starke Störung der zeitlichen Korrelation zwischen Zeitsignal und auslösendem Ereignis bewirkt. Daneben konnten Unvollkommenheiten der elektronischen Apparatur zu Verfälschungen des Zeitsignals führen. Um hierfür Aufschluß zu erhalten, wurde unter Verwendung von Co^{60} als Strahlungsquelle die Zeitabstandsverteilung der Diskriminatorausgangspulse mit Hilfe eines Zeit-Pulshöhen-Konverters

(Modell TH200A von Edgerton, Germeshausen & Grier) aufgenommen. Durch Zuschalten der Einkanaldiskriminatoren konnte der dynamische Bereich, dem die zur Registrierung zugelassenen Ereignisse angehörten, variiert werden. Abb. 10 zeigt ein Zeitabstandspektrum von Ereignissen, deren Pulse eine 1,1 MeV entsprechende Schwelle überstiegen. Der von der Anstiegszeitenstreuung der Pulse des Ge-Detektors herrührende flachere Anstieg der einen Peakflanke ist deutlich zu erkennen. Eine breitere Verteilung ergab sich, wenn Ereignisse mit Pulshöhen oberhalb 200 keV zur Registrierung zugelassen wurden. Der dynamische Bereich war dann größer als bei den Re-Spektren.

Stellt man die Koinzidenzelektronik wie bei den Messungen an Re so ein, daß bei gegebener Koinzidenzauflösungszeit (2τ) von 70 nsec die Koinzidenzrate ein Maximum erreicht, dann werden, wie aus den gezeigten Zeitspektren hervorgeht, über 90 % der im Peak der Zeitspektren enthaltenen Ereignisse registriert. Eine Vergrößerung der Koinzidenzauflösungszeit würde die Koinzidenzausbeute nur geringfügig steigern, gleichzeitig aber die zufällige Koinzidenzrate unverhältnismäßig stark anwachsen lassen. Es zeigte sich, daß der sich über den konstanten Untergrund erhebende Peak der Zeitspektren sich in seiner Form erst bei höheren Zählraten als den hier interessierenden merkbar änderte. Die in der angegebenen Weise ermittelten Koinzidenzverluste in Höhe von maximal 10 % können deshalb als zählratenunabhängig angesprochen werden.

In stärkerem Maße als die zählratenunabhängigen Koinzidenzverluste trugen Puls-Pile-Up Effekte zur Verringerung der Koinzidenzpeakzählrate bei. Zur Untersuchung dieses Effekts wurden Testpulse eines 50 Hz Quecksilberrelaispulsers gleichzeitig in die Vorverstärker beider Zweige eingespeist und die Elektronik auf Koinzidenz abgeglichen. Durch eine zusätzliche Torbedingung wurde erreicht, daß vom Vielkanalanalysator nur Testpulse registriert wurden. Eine Co^{60} -Quelle wurde dazu verwendet, eine zusätzliche Zählratenbelastung der Meßelektronik herzustellen. Der Einfluß der Zählratenbelastung auf die Registrierung der Testpulse konnte wegen der definierten Amplitude und Folgefrequenz der Testpulse leicht

festgestellt werden. Bei verschwindender Untergrundzählrate wurden keinerlei Zählverluste beobachtet. Mit steigender Zählrate wurde infolge Pile-Up ein wachsender Anteil der Testpulse entweder mit verfälschter Pulshöhe oder wegen Nichterfüllung der Koinzidenzbedingung überhaupt nicht mehr registriert.

Bei einem Experiment wurde versucht, die Bedingungen denen der hoch-niederenergetischen Koinzidenzspektren möglichst anzugleichen. So wurde die Gesamtzählrate im Zweige des Ge-Detektors zu 10^4 Pulsen/sec und im Zweige des NaJ-Detektors zu $3 \cdot 10^4$ Pulsen/sec gewählt. Die Höhe der Testpulse entsprach im Zweige des Ge-Detektors 1,5 MeV, im Zweige des NaJ-Detektors 150 keV. Unter diesen Bedingungen wurde ein zweiparametrisches Koinzidenzspektrum der Testpulse aufgenommen.

Im oben behandelten Sm-Spektrum betrug die Halbwertsbreite der beiden Referenzpeaks 40 keV längs der niederenergetischen Achse und 20 keV längs der hochenergetischen Achse. Um einen Vergleich der Zählverluste im Testpulsspektrum mit denen im Sm-Spektrum zu ermöglichen, wurden im Testpulsspektrum diejenigen Ereignisse als zum Peak gehörig gewertet, die innerhalb einer Umgebung von ± 40 keV im Zweige des NaJ-Detektors und ± 20 keV im Zweige des Ge-Detektors um das Peakmaximum des Testpulsspektrums registriert wurden. Es zeigte sich, daß 27 % der Testpulse nicht in diesem Bereich registriert wurden. Dieser Wert kann aber noch nicht mit dem Betrag der Zählverluste im Sm-Spektrum verglichen werden, da ersterer die zählratenunabhängigen Koinzidenzverluste, letzterer die Pile-Up-bedingten Zählverluste im Zweige des Ge-Detektors nicht enthält. Bei Berücksichtigung aller Testpulse im Ge-Zweige, die in Koinzidenz mit Testpulsen im angegebenen Pulshöhenbereich des NaJ-Zweigs registriert wurden, betrugen die Zählverluste nur 20 %. Im Falle von Koinzidenzereignissen in den Detektoren würden zu diesen Pile-Up-bedingten Zählverlusten noch die zählratenunabhängigen Koinzidenzverluste in Höhe von 10 % hinzutreten. Von den Zählverlusten im Sm-Spektrum in Höhe von 43 % könnten somit 30 % durch diese beiden Effekte verursacht sein.

Offen gelassen wurde die Frage, ob die verbleibende Differenz von 13 % durch bisher unbekannte Effekte zustande kommt oder nur durch den sehr approximativen Charakter dieser Untersuchungen bedingt ist. Auch ist es denkbar, daß die mit Hilfe einer Co^{60} -Quelle gewonnenen Ergebnisse nicht quantitativ auf das Sm-Spektrum übertragen werden dürfen. Diesbezügliche Messungen an Neutroneneinfangsspektren konnten wegen des Ausfalls des Reaktors nicht mehr ausgeführt werden. Als bemerkenswertes Ergebnis haben die Untersuchungen ergeben, daß bei den für Koinzidenzexperimente wünschenswerten hohen Einzelzählraten schon beträchtliche Zählverluste durch Pile-Up-Effekte entstehen. Besondere Maßnahmen dürften erforderlich sein, wenn noch höhere Zählraten als die hier verarbeiteten oder eine zuverlässige Bestimmung von Linienintensitäten angestrebt werden.

6.4. Allgemeine Bemerkungen zu den Spektren

Für das Studium von Kernen durch Untersuchung der nach ihrer Bildung durch Neutroneneinfang ausgesandten Gammastrahlung in Koinzidenzspektren sind der hoch-niederenergetische und der nieder-niederenergetische Energiebereich am interessantesten. In diesen Bereichen ist speziell die Information über die energetisch tiefsten Zustände der Kerne enthalten, deren Verständnis naturgemäß am Anfang jedes tieferen Eindringens in die Kernstruktur steht. Dies gilt in besonderem Maße für die hoch-niederenergetischen Koinzidenzspektren, in denen der Zerfall der von hochenergetischen Übergängen gespeisten Niveaus niederer Anregungsenergie isoliert von den übrigen Zerfallsmöglichkeiten des Neutroneneinfangszustands beobachtet werden kann. Im Vergleich zu den nieder-niederenergetischen Spektren sind die hoch-niederenergetischen von geringerer Komplexität und Vieldeutigkeit, was die Interpretation des experimentellen Materials sehr erleichtert. Nachteilig ist allerdings die geringe Intensität der hochenergetischen Übergänge und die bei diesen Energien kleine Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren.

Bei linienreichen Spektren, wie sie bei den hier untersuchten Kernen auftreten, ist der NaJ-Detektor wegen seines schlechten Energieauflösungsvermögens trotz hoher Ansprechwahrscheinlichkeit unbrauchbar, sobald es darum geht, einzelne Linien nach Energie und Intensität zu vermessen. Schlechte Energieauflösung beeinträchtigt die experimentellen Möglichkeiten in dreifacher Weise. Erstens erschwert sie die Trennung benachbarter Linien, zweitens verringert sie die Genauigkeit der Energiemessung, und drittens erhöht sie das Peakhöhen-zu-Untergrund Verhältnis. Beim Strahlungsenergien im Bereich mehrerer MeV besitzt der NaJ-Detektor den zusätzlichen Nachteil, Totalabsorptions-, Single-Escape- und Double-Escape-Peak etwa gleich stark in Erscheinung treten zu lassen. Zumindest in diesem Energiebereich ist ein mittelgroßer Ge-Detektor jedem NaJ-Kristall weit überlegen.

Es lag daher nahe, bei der Aufnahme hoch-niederenergetischer Koinzidenzspektren zum Nachweis der hochenergetischen Übergänge den schon bei der Messung der hochenergetischen Einzelspektren verwendeten, $8\text{ cm}^2 \times 7\text{ mm}$ großen Ge-Detektor einzusetzen. Die Übergänge niederer Energie mußten mangels anderer Möglichkeiten mit einem $3'' \times 3''$ NaJ-Detektor nachgewiesen werden, wobei zu hoffen war, daß dessen Energieauflösungsvermögen für die im Vergleich zu den niederenergetischen Einzelspektren geringere Liniendichte der Koinzidenzspektren noch ausreiche.

Hingegen erschien es nicht sinnvoll, im nieder-niederenergetischen Energiebereich mit einem NaJ-Detektor zu arbeiten, zumal hier mit mittelgroßen Ge-Detektoren noch durchaus brauchbare Zählraten zu erzielen sind. Sobald daher ein weiterer Ge-Detektor ($7\text{ cm}^2 \times 5\text{ mm}$ von Princeton Gamma-Tech) zur Verfügung stand, wurde mit der Messung nieder-niederenergetischer Koinzidenzspektren unter Verwendung beider Ge-Detektoren begonnen. Diese Experimente gediehen allerdings nicht über ein Anfangsstadium hinaus, da zu dieser Zeit ein ernstlicher Defekt des Reaktors zunächst zu häufigen Unterbrechungen und bald danach zur endgültigen Einstellung des Reaktorbetriebs führte. Trotz des vorläufigen Charakters dieser Messungen, gelang aufgrund eines der dabei

gewonnenen Spektren die überzeugende Deutung einer in einem hoch-niederenergetischen Koinzidenzspektrum beobachteten Struktur (vgl. Abschn. 6.7.4.).

Eine Übersicht über die Koinzidenzspektren, die einer eingehenden Auswertung unterzogen wurden, gibt Tab. 3. In den hoch-niederenergetischen Spektren sind hochenergetische Übergänge vom primären Grundzustandsübergang bis zu rund 1,5 MeV kleineren Energien und niederenergetische Übergänge zwischen 60 und 1000 keV erfaßt. Die Wahl eines geeigneten Energiemaßstabs zu Beginn einer Messung ist von einiger Bedeutung für die spätere Brauchbarkeit der Spektren. Im Hinblick auf den beschränkten Speicherumfang des Vielkanalanalysators und angesichts der niedrigen Zählraten ist man bestrebt, den gewünschten Energiebereich auf möglichst wenige Kanäle zusammenzudrängen. Andererseits verschlechtert sich mit wachsender Kanalbreite das Auflösungsvermögen und das Peakhöhen-zu-Untergrund Verhältnis. Diese Gesichtspunkte sind gegeneinander abzuwägen. Nach verschiedenen Vorversuchen erschien es günstig, dem niederenergetischen Spektrum 3 - 4 Kanalbreiten, dem hochenergetischen Spektrum 2 - 3 Kanalbreiten pro Halbwertsbreite der Peaks zur Verfügung zu stellen. Der Speicherumfang des Vielkanalanalysators erlaubt es dann nicht, den gesamten hoch-niederenergetischen Bereich in einem Meßgang zu erfassen. Wegen der großen Energieabhängigkeit des Auflösungsvermögens des NaJ-Detektors bei niederen Energien war es zweckmäßig, auf der niederenergetischen Seite eine Unterteilung vorzunehmen.

Tabelle 3: Übersicht über die ausgewerteten zweiparametrischen $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren

Sp. Nr.	untersuchter Kern	verwendete Detektoren	erfaßter Energiebereich	Energie- auflösung, Halbwerts- breite	Kanalzahl zur Registrierung eines Parameters	Gesamtzahl der im Sp. registrierten Ereignisse
I	Re ¹⁸⁶	Ge 8cm ² x7mm	4,7 - 6,2 MeV	20 keV	200	1,5·10 ⁶
		NaJ 3" x 3"	60 - 420 keV	25-45 keV	50	
II	Re ¹⁸⁶	Ge 8cm ² x7mm	4,5 - 6,0 MeV	20 keV	200	10 ⁶
		NaJ 3" x 3"	0,35 - 1 MeV	55-80 keV	50	
III	Re ¹⁸⁸	Ge 8cm ² x7mm	4,6 - 6,1 MeV	20 keV	200	10 ⁶
		NaJ 3" x 3"	60 - 420 keV	25-45 keV	50	
IV	Re ¹⁸⁸	Ge 8cm ² x7mm	4,5 - 6,0 MeV	20 keV	200	10 ⁶
		NaJ 3" x 3"	0,35 - 1 MeV	45-70 keV	50	
V	Re ¹⁸⁶	Ge 8cm ² x7mm	200 - 370 keV	3,5 keV	100	5·10 ⁵
		Ge 7cm ² x5mm	100 - 270 keV	3,5 keV	100	

6.5. Auswertung der Spektren

Die beiden Parameter eines Koinzidenzspektrums sind die Pulshöhen der in den beiden Detektoren auftretenden Ereignisse. In jedem Zweig der Meßanordnung ist ein gewisser Pulshöhenbereich durch den zugehörigen Analog-Digital-Konverter einer Kanaleinteilung unterworfen. Die Kanäle des Koinzidenzspektrums bilden eine mit den Kanalzahlen x und y der beiden Parameter zweifach indizierte Mannigfaltigkeit. Im Kanal (x,y) sind die Koinzidenzereignisse registriert, deren beteiligten Pulspaaren durch die Analog-Digital-Konverter die Kanalzahlen x und y zugeordnet wurden. Die Kanalinhalte lassen sich auffassen als die Elemente z_{xy} einer Matrix. Das aus einer Zeile oder Spalte dieser Matrix gebildete Spektrum ist die Pulshöhenverteilung der Ereignisse im einen Detektor, die in Koinzidenz mit in einen festen Kanal des anderen Zweigs fallenden Ereignisse auftraten. Diese Spektren sollen durch die Ausdrucksweise "Reihenspektrum zur Kanalzahl x ..." und "Reihenspektrum zur Kanalzahl y ..." unter Spezifizierung der innerhalb des Reihenspektrums konstanten Kanalzahl eindeutig bezeichnet werden. Eine räumliche Darstellung des Koinzidenzspektrums, einem Gebirge ähnlich, erhält man durch Identifizierung der Tripel (x,y,z_{xy}) mit den Punktkoordinaten eines 3-dimensionalen, kartesischen Koordinatensystems. Darstellungen der Reihenspektren gehen hieraus durch Schnitte durch das Koinzidenzgebirge senkrecht zur x - oder y -Achse hervor.

Für das Auffinden von Linien der untersuchten Strahlung sind in den Pulshöhenspektren einzig die Peaks von Interesse. Diese sitzen auf einem oft recht hohen Untergrund auf, wobei hier mit "Untergrund" eben die Pulshöhenverteilung der nicht zum Peak beitragenden Ereignisse bezeichnet wird. Was Peak ist und was Untergrund, wird vom momentanen Interesse des Experimentators wesentlich mitbestimmt; so wird etwa vom Untergrund schwacher, unaufgelöster Linien gesprochen, oder es wird bei der Betrachtung einer herausgegriffenen Linie die unter anderen Umständen als Peak bezeichnete Pulshöhenverteilung einer Nachbarlinie dem Untergrund zugeschlagen. Im zweiparametri-

schen Koinzidenzspektrum ist ein Peak die Pulshöhenverteilung koinzidenter Ereignisse, deren jedes in seinem Zweige zu einem bestimmten Peak des dortigen Einzelspektrums beiträgt. Hier- nach sind u.a. Koinzidenzen von Peakereignissen im einen Zweige mit Untergrundereignissen im anderen Untergrundereig- nisse des Koinzidenzspektrums.

Der Untergrund wird, zumindest in den hier behandelten Spek- tren vorwiegend von der zu untersuchenden Strahlung selbst hervorgerufen. In den beiden Zweigen stattfindende Untergrund- ereignisse der dortigen Einzelspektren sind in gleichem Maße koinzidenzfähig wie die Peakereignisse, was dazu führt, daß in den Koinzidenzspektren, ebenso wie in den Einzelspektren, weitaus die Mehrzahl der Ereignisse dem Untergrund angehören. Der hohe und oft stark strukturierte Untergrund macht im Ver- ein mit der meist schlechten Statistik die Auswertung von Koinzidenzspektren sehr problematisch, besonders dann, wenn in den Einzelspektren der beiden Parameter zahlreiche sich teilweise überlappende Peaks vorhanden sind. Koinzidenzen von Peakereignissen im einen Zweig mit Untergrundereignissen im anderen und umgekehrt führen im Koinzidenzspektrum zu je einer x- und y-Richtung verlaufenden Schaar von Höhenrücken, die u.U. die vorherrschende Struktur der Spektren bilden, innerhalb derer es die Koinzidenzpeaks zu erkennen gilt. In Energiebereichen, in denen wenigstens einer der beiden Para- meter im Einzelspektrum gut getrennte Peaks aufweist, kann ein Teil des Untergrunds des Koinzidenzspektrums in syste- matischer Weise berücksichtigt werden. Dieses verschiedent- lich praktizierte, im Grund naheliegende Verfahren soll hier in seiner Anwendung auf Sp. I geschildert werden. Dazu sei die Kanalzahlvariable im Zweige des Ge-Detektors mit x , im Zweige des NaJ-Detektors mit y bezeichnet.

Die im gleichen Energiebereich und gleichen Energiemaßstab wie Koinzidenzspektrum I aufgenommenen Einzelspektren der beiden Parameter sind in Abb. 11 und 12 wiedergegeben. Das im Zweige des NaJ-Detektors gemessene Einzelspektrum weist eine Reihe von Peaks auf, die, wie die ebenfalls in Abb. 11 dargestellte Intensitätsverteilung stärkerer γ -Übergänge

der untersuchten Reaktion zeigt, von Gruppen intensiver Linien hervorgerufen werden. Die eingezeichneten γ -Intensitäten sind (31) entnommen. In dem mit dem Ge-Detektor aufgenommenen Linzelspektrum (Abb. 12) treten dagegen mehrere der stärkeren hochenergetischen Übergänge als gerade noch getrennte Einzelpeaks in Erscheinung. Bei diesen wird wie folgt verfahren.

Vom Reihenspektrum zur Kanalzahl x , die im Einzelspektrum einen Kanal aus dem Zentralbereich eines herausgegriffenen Peaks bezeichnet, soll das Spektrum derjenigen Koinzidenzereignisse abgezogen werden, die zwar diesem Reihenspektrum angehören, an denen aber seitens des Ge-Detektors keine Peakereignisse des betreffenden hochenergetischen Übergangs beteiligt sind. Man betrachte hierzu Abb. 13. Von dieser Untergrundsverteilung wird näherungsweise angenommen, daß sie sich von der benachbarten Reihenspektren nur um einen linear vom x der Nachbarspektren abhängigen Faktor unterscheidet. Bis auf einen Normierungsfaktor ist dann die gesuchte Untergrundsverteilung gleich der Summe von Reihenspektren zu beiderseits, symmetrisch zum Peakmaximum, im Bereich des Peakfußes gelegenen Kanälen x des Einzelspektrums.

Die Tatsache, daß die Peaks des hochenergetischen Spektrums streng genommen für diese Art der Untergrundsbestimmung nicht hinreichend getrennt sind, kann im vorliegenden Falle kaum zu Fehlinterpretationen führen, da die Statistik der Spektren der dominierende Unsicherheitsfaktor ist. Außerdem wurden unabhängig vom geschilderten Auswerteverfahren alle Koinzidenzspektren in Form ihrer Reihenspektren einer eingehenden visuellen Durchmusterung unterworfen.

Im Interesse guter Statistik sollten möglichst viele Reihenspektren zur Untergrundsbestimmung herangezogen werden. Da die Peaks der hier untersuchten Spektren recht dicht liegen, muß man sich aber meist auf je ein rechts und links des Peaks gelegenes Reihenspektrum beschränken. Des weiteren wird man zur Verbesserung der statistischen Verhältnisse versuchen,

mehrere Reihenspektren zu Kanalzahlen x aus dem Zentralbereich eines Peaks zu addieren und dann dieses Summenspektrum in der beschriebenen Weise vom Untergrund zu befreien. Allerdings sind die hierbei vorhandenen Möglichkeiten bei der Wahl des Energiemaßstabs schon weitgehend vorweggenommen worden durch das Zusammendrängen der Peaks auf wenige Kanäle bei kleinem Peakhöhen-zu-Untergrund Verhältnis.

Abb. 15 - 17 illustrieren die in Sp. I und Sp. III vorliegenden Verhältnisse. Für jeweils einen Peak des hochenergetischen Einzelspektrums der Abb. 13 sind ein oder eine Summe mehrerer dem Zentralbereich angehörender Reihenspektren, das zugehörige, richtig normierte Untergrundspektrum und das Differenzspektrum wiedergegeben. Um den Verlauf der Pulshöhenverteilungen besser sichtbar zu machen, sind aufeinanderfolgende Meßpunkte durch Streckenzüge verbunden und statistische Fehlerbalken nur stellenweise eingezeichnet. Abb. 18 zeigt ein Beispiel aus Sp. V, dem mit zwei Ge-Detektoren gemessenen nieder-niederenergetischen Koinzidenzspektrum. Dargestellt sind Spektren von im größeren Detektor nachgewiesenen Ereignissen, die mit in einen engen Kanalzahlbereich um 261 keV fallenden Ereignissen im kleineren Detektor koinzidierten.

Im Falle von Sp. II und Sp. IV, in denen ein höherer Energiebereich des niederenergetischen Spektrums als in Sp. I und Sp. III erfaßt ist, ist die Anwendung des besprochenen Untergrundsubtraktionsverfahrens nicht unbedingt erforderlich. In diesem Energiebereich weist das mit dem NaJ-Detektor aufgenommene niederenergetische Einzelspektrum keinen erkennbaren Peak auf, mit Ausnahme desjenigen der Paarvernichtungsstrahlung. Dementsprechend hat der Untergrund in den Koinzidenzspektren in Richtung der niederenergetischen Achse oberhalb 500 keV einen durchweg monotonen Verlauf, von dem sich die vorhandenen Koinzidenzpeaks für das Auge leicht erkennbar abheben. In einem Bereich des niederenergetischen Parameters von ± 50 um 511 keV macht der Peak der Vernichtungsstrahlung die Auswertung der Koinzidenzspektren unergiebig. Als Beispiel für diese Situation zeigt Abb. 19 aus

Sp. II ein Reihenspektrum zu einer Kanalzahl aus dem Zentralbereich des Peaks bei 4860,5 keV, in dem neben der 511-keV-Linie Peaks niederenergetischer Übergänge zu sehen sind, die mit dem hochenergetischen Übergang koinzidieren.

Die in Abb. 15 - 19 gezeigten Ausschnitte aus den Koinzidenzspektren vermitteln auch einen Eindruck von den statistischen Verhältnissen, die die Zahl beobachtbarer Linien sehr beschränken. Die in den Abb. deutlich erkennbaren Peaks gehören zu den stärksten der Spektren. Die Mehrzahl der gefundenen Koinzidenzlinien ist schwächer und teilweise nicht sicher von statistischen Fluktuationen zu unterscheiden. In den Spektren I und III wird ein sicheres Erkennen und Lokalisieren von Peaks noch durch die ungenaue Kenntnis des stark strukturierten Untergrunds erschwert. Unter diesen Umständen ist auch eine Intensitätsbestimmung mit so großen Unsicherheiten verbunden, daß auf Intensitätsangaben für die gefundenen Koinzidenzlinien verzichtet wurde.

Um eine größenordnungsmäßige Vorstellung vom Zustandekommen der für die hoch-niederenergetischen Koinzidenzspektren maßgebenden Zählraten zu vermitteln, soll nachfolgend noch die Zahl der Ereignisse im Peak einer Koinzidenzlinie an Hand der Formel

$$N_{12} = R \cdot I_{12} \cdot \epsilon_{\text{Ge}}^{(1)} \cdot \Omega_{\text{Ge}} \cdot \epsilon_{\text{NaJ}}^{(2)} \cdot \Omega_{\text{NaJ}} \cdot \eta_K \cdot T_{\text{Akk}}$$

unter Verwendung typischer Werte für die beteiligten Größen abgeschätzt werden. Die Größen und ihre Werte sind:

$R = 1,5 \cdot 10^5$ n-Einf. pro sec, Reaktionsrate im Re^{185} -Target.

$I_{12} = 5 \cdot 10^4$ pro n-Einf., Intensität einer hoch-niederenergetischen Koinzidenzlinie. Eine Intensität dieser Größe liegt beispielsweise vor, wenn ein hochenergetischer Übergang 1 der Intensität 2 pro 1000 Einf., die nach (31) etwa dem als mittelstark zu bezeichnenden 5602-keV-Übergang des Re^{186} zukommt, ein Niveau speist, das zu 25 % vom niederenergetischen Übergang 2 entvölkert wird.

$\epsilon_{\text{Ge}}^{(1)} = 1,6 \cdot 10^{-2}$, Double-Escape-Peak Ansprechwahrscheinlichkeit des Ge-Detektors bei der Energie des hochenergetischen Übergangs, die hier zu 5,5 MeV angenommen wurde.

$\Omega_{\text{Ge}} = 3,7 \cdot 10^{-2}$, Raumwinkel, bezogen auf 4π , unter dem der Ge-Detektor Strahlung vom Target empfangt. Dieser Wert gilt für Messungen an Re^{186} .

$\epsilon_{\text{NaJ}}^{(2)} = 0,5$, Totalabsorptionspeak Ansprechwahrscheinlichkeit des NaJ-Detektors bei der Energie des niederenergetischen Übergangs, die hier zu 400 keV angenommen wurde. (Nach (45))

$\Omega_{\text{NaJ}} = 4,4 \cdot 10^{-2}$, Raumwinkel bezogen auf 4π , unter dem der NaJ-Detektor Strahlung vom Target empfangt. Dieser Wert gilt für sämtliche hoch-niederenergetischen Spektren.

$\eta_K = 0,57$, Koinzidenzausbeutefaktor, experimentell ermittelter Wert aus einem hoch-niederenergetischen Koinzidenzspektrum der Reaktion $\text{Sm}^{149}(n, \gamma)\text{Sm}^{150}$ (s. Abschn. 6.3).

$T_{\text{Akk}} = 7,2 \cdot 10^5$ sec, Akkumulationsdauer, etwa auf Sp. I zutreffend.

Als Gesamtzahl der Ereignisse im angenommenen Koinzidenzpeak ergibt sich:

$$N_{12} = 400 \text{ Ereignisse.}$$

Bei einem zweidimensionalen Gaußpeak, dessen Halbwertsbreite in Richtung der hochenergetischen Achse 2,5 Kanalbreiten, in Richtung der niederenergetischen Achse 4 Kanalbreiten beträgt und dessen Maximum gerade in die Mitte eines Kanals fällt, ist die Ereigniszahl im Zentralkanal gleich $0,09 \cdot N_{12}$. Somit entfallen im oben betrachteten Beispiel auf den Zentralkanal nicht mehr als 36 Ereignisse. Zur Ermittlung der statistischen Unsicherheit der Ereigniszahl im Zentralkanal ist zum Erwar-

tungswert der Zahl der Peakereignisse noch die Zahl der Untergrundereignisse zu addieren. Die durchschnittliche Untergrundhöhe kann der durchschnittlichen Gesamtzahl von Ereignissen pro Kanal gleichgesetzt werden, da nur ein kleiner Bruchteil aller Ereignisse auf wohldefinierte Peaks entfällt. Verwendet man im betrachteten Beispiel als Untergrundhöhe den hiernach auf Sp. I zutreffenden Durchschnittswert von 150 Ereignissen pro Kanal, dann beträgt die statistische Unsicherheit der Ereigniszahl im Zentralkanal rund 40 % der Peakhöhe. Die Anwendung des Untergrundsubtraktionsverfahrens in Sp. I und III bringt meist nochmals einen Fehler dieser Größenordnung mit sich, da wegen der hohen Liniendichte im hochenergetischen Einzelspektrum nur wenige Reihenspektren zur Untergrundsbestimmung herangezogen werden können. Der in diesem Beispiel betrachtete Peak dürfte damit an der Nachweisbarkeitsgrenze liegen.

6.6. Informationswert der Spektren

Das weitere Ziel kernspektroskopischer Messungen ist die Aufklärung der Struktur der untersuchten Kerne, die mit der Einordnung der beobachteten Übergänge in ein Niveauschema beginnt. Von Angaben der Multipolaritäten, Spin-Paritäten und Zustandskonfigurationen abgesehen, kann die Aufstellung eines Niveauschemas, soweit nach Neutroneneinfang auftretende elektromagnetische Übergänge daran beteiligt sind, über eine Messung der Energien und Intensitäten der Übergänge in Einzelspektren erfolgen, indem die Meßdaten in ein System von Schlußfolgerungen einbezogen werden, das sich auf den Energieerhaltungssatz und Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen stützt. Der praktische Erfolg dieses Vorgehens hängt im Einzelfalle einerseits von der Komplexität des aufzudeckenden Sachverhalts andererseits von der Genauigkeit und Vollständigkeit ab, mit der die Meßgrößen ermittelt werden, wobei hier mit Vollständigkeit die Eigenschaft der Meßdaten gemeint ist, alle in die Schlußfolgerungen einzubeziehenden Übergänge zu umfassen. Da Genauigkeit und Vollständigkeit nur in begrenztem Umfange erreichbar sind, kann gewöhnlich auch nur ein kleiner Teil des Niveauschemas aufgeklärt und

auch nur ein kleiner Teil der beobachteten Übergänge eingeordnet werden.

Man ist leicht geneigt, zu glauben, daß durch zusätzliche Information aus zweiparametrischen Koinzidenzspektren die Möglichkeiten zur Einordnung weiterer Linien entscheidend erweitert werden. Diese zusätzliche Information ist aber lediglich die Kenntnis der Koinzidenzhäufigkeit und der Energien je zweier Übergänge, deren Gewinnung meist mit erheblichen Einbußen an Genauigkeit und Vollständigkeit der Meßdaten verbunden ist. Da aber aus Intensität und Energien einer einzelnen Koinzidenzlinie durchaus noch nicht die Lage der beteiligten Übergänge im Niveauschema folgt, ist man zu deren Ermittlung auf die gleichen Schlüsse wie im Falle der Einzelspektren angewiesen, so daß die an Genauigkeit und Vollständigkeit der Meßdaten zu stellenden Forderungen nicht in beliebiger Weise gelockert werden können.

In Einzelfällen gelingt es zwar, die Zugehörigkeit von Übergängen zu einer oder anderen Kaskade nachzuweisen und ihren Einbau in ein Niveauschema zu begründen. Von solchen, durch besondere Umstände begünstigten Erfolgen abgesehen, sind in Koinzidenzexperimenten gewonnene Daten als experimentelle Basis für eine breiter angelegte Strukturaufklärung der untersuchten Kerne meist ungeeignet. Dies gilt auch für die hier beschriebenen Spektren. Die wichtigsten, am Zustandekommen dieses Ergebnisses beteiligten Faktoren werden im folgenden genannt.

Das Energieauflösungsvermögen des NaJ-Detektors erlaubt unter den schlechten statistischen Bedingungen nur eine sehr ungenaue Energiebestimmung, die bei der hohen Niveaudichte der untersuchten Kerne eine erfolgreiche Anwendung des Ritzschen Kombinationsprinzips zur Einordnung der niederenergetischen Komponenten der gefundenen Koinzidenzlinien in ein Niveauschema verhindert. An dieser Situation können auch die genauen, auf Beugungsspektrometermessungen beruhenden Energieangaben (28, 31) für eine große Zahl der niederenergetischen Übergänge nichts ändern, da es die Ungenauigkeit der Energie-

bestimmung in den Koinzidenzspektren nicht gestattet, die Identität von in beiden Experimenten beobachteten Linien festzustellen.

Damit mutmaßliche Einordnungen gefundener Linien sich gegenseitig stützen oder widerlegen können, müssen Koinzidenzlinien aus einem möglichst weiten logarithmischen Intensitätsbereich nach Energie und Intensität bestimmbar sein. Dies wird um so wichtiger, je höher die Niveaus liegen, deren Zerfall es aufzuklären gilt, da Kaskadenverzweigungen die verfügbare Intensität, meist in recht unterschiedlichem Maße, auf eine mit der Niveauenergie wachsende Zahl von Übergängen verteilen. Ein entscheidendes Hindernis für die Ausdeutung der Spektren ist daher der Umstand, daß überhaupt nur wenige, starke Koinzidenzlinien hinreichend deutlich in Erscheinung treten.

Zu diesen den Informationswert der Spektren mindernden Bedingungen allgemeiner Art tritt noch ein in der Natur der untersuchten Kerne begründeter Umstand erschwerend hinzu. Innerhalb des in (31) vorgeschlagenen Niveauschemas des Re^{186} werden die durch primäre γ -Übergänge nach Neutroneneinfang gespeisten Niveaus überwiegend, oft zu über 90 %, durch Ml -Übergänge mit Energien unter 150 keV entvölkert. Bei Re^{188} dürften ähnliche Verhältnisse vorliegen. Bei Ml -Übergängen niederer Energie tritt infolge innerer Konversion häufig nur ein Bruchteil der verfügbaren Intensität in Form von γ -Strahlung in Erscheinung. Beispielsweise beträgt der Konversionskoeffizient für 100-keV- Ml -Strahlung rund 5. Die γ -Strahlung wird dann noch auf dem Wege vom Entstehungsort zum Detektor weiter geschwächt, und zwar vorwiegend im Target selbst wegen der im Vergleich zu den übrigen zu durchdringenden Materialien hohen Kernladungszahl der Targets substanz. Eine grobe Abschätzung ergibt bei der vorliegenden Geometrie für 150-keV-Strahlung einen Schwächungsfaktor 3, für 100-keV-Strahlung einen Schwächungsfaktor 8. Es wird so verständlich, daß die Koinzidenzspektren im Bereich niederer Anregungsenergien nichts Wesentliches zur Bestätigung und Erweiterung der bereits vorliegenden Niveauschemata beitragen.

6.7. Diskussion einzelner Ergebnisse

6.7.1. Ergebnisse

Die in den Koinzidenzspektren beobachteten Linien sind in Tab. 4 - 6 aufgeführt. Deutlich erkennbare Peaks und damit sicher beobachtete Linien gibt es in den Spektren nur wenige. Daneben findet man zahlreiche Strukturen, die sich mit von Fall zu Fall unterschiedlicher Sicherheit als Koinzidenzlinien deuten lassen. Der Übergang von "deutlich" zu "kaum noch" erkennbar ist naturgemäß fließend. Es erschien daher zweckmäßig, die Klasse der weniger gut gesicherten Linien nochmals zu unterteilen in die Klasse der "mäßig gut" erkennbaren Linien und die Klasse der "andeutungsweise" sichtbaren Linien. Diese letzte Klasse enthält durchaus nicht alle intensitätsschwachen Strukturen, in denen sich Linien anzudeuten scheinen, sondern nur solche, bei denen mangels objektiver Kriterien der Klassenzuordnung keine sinnvolle Entscheidung zwischen weitgehend gesicherter und ungesicherter Existenz der angedeuteten Linien getroffen werden kann.

Während die Energien der hochenergetischen Komponenten der Koinzidenzlinien aus den Einzelspektren bekannt sind, müssen die Energien der niederenergetischen Komponenten aus der Lage der Koinzidenzpeaks in den Spektren entnommen werden. Bei den deutlichen Peaks beträgt die Unsicherheit der Lagebestimmung knapp ± 1 , bei den übrigen Peaks typisch $\pm 1,5$ Kanalbreiten. Der Fehler der Linienenergien wird daher im wesentlichen vom Fehler der Peaklagen bestimmt. Eine Ausnahme hiervon bildet Sp. II, wo im stärkeren Maße als üblich aufgetretene elektronische Instabilitäten eine zusätzlich zu berücksichtigende Unsicherheit der Energieeichung bedingen.

Wie im vorigen Abschnitt näher begründet, erlauben die Meßergebnisse der Koinzidenzspektren keine weiter reichenden Rückschlüsse auf die Struktur der untersuchten Kerne. Dies gilt vor allem für Re^{188} , weil einerseits für diesen Kern weniger umfangreiche Untersuchungen vorliegen, zu denen die Ergebnisse dieser Arbeit in Beziehung gesetzt werden könnten, andererseits aber auch die experimentelle Situation insofern ungünstiger ist, als im hochenergetischen Einzelspektrum des

Re¹⁸⁸ die stärkeren Peaks nicht so gut von anderen vergleichbarer Intensität getrennt sind wie bei Re¹⁸⁶. Die nachfolgende Diskussion einzelner Meßergebnisse betrifft denn auch nur dieses letztere Isotop.

6.7.2. Bemerkungen zum 5912-keV-Übergang des Re¹⁸⁶

Der intensivste hochenergetische Übergang des Re¹⁸⁶ besitzt eine Energie von $5912,0 \pm 3$ keV und speist ein Niveau von $268,5 \pm 2,5$ keV Anregungsenergie. Dieses Niveau wird in (31) als 4^- -Niveau der 1^- -Grundzustandsrotationsbande interpretiert und sein Zerfall, wie in Abb. 15 gezeigt, vorgeschlagen. Die Verteilung der γ -Intensitäten für diese Art des Zerfalls kann an Hand der gleichen Abb. mit niederenergetischen Koinzidenzspektren zum 5912-keV-Übergang verglichen werden. Als Intensitätsmaß ist die Anzahl der γ -Übergänge pro 100 Zerfälle des 268-keV-Niveaus angegeben. Die Intensitätsverteilung wurde unter Berücksichtigung des Einflusses der inneren Konversion aus den Angaben in (31) über γ -Intensität, Multipolarität und theoretische Konversionskoeffizienten der am Zerfall des Niveaus beteiligten Übergänge abgeleitet. Bei Übergängen, für die keine experimentelle Bestimmung der Multipolordnung durch (31) vorliegt, wurden Konversionskoeffizienten der Multipolordnung verwendet, die durch die Spin- und Paritätsänderung des jeweiligen Übergangs wahrscheinlich gemacht wird.

Die niederenergetischen Koinzidenzspektren zum 5912-keV-Übergang zeigen deutlich eine Peak bei 120 ± 7 keV und eine schwächere unaufgelöste Struktur zwischen 155 und 215 keV. Dieser Befund legt in der Tat für das 268-keV-Niveau einen Zerfallsmodus der in (31) vorgeschlagenen Art nahe.

Tabelle 4: Hoch-niederenergetische $\gamma\gamma$ -Koinzidenzlinien der Reaktion $\text{Re}^{185}(n,\gamma)\text{Re}^{186}$, beobachtet in Spektrum I und II.

Erklärung: In Spalte 4 bezeichnet d deutlich, m mäßig gut und a andeutungsweise erkennbare Linien. -- K bezeichnet unvollständig aufgelöste Linien. --*) Die Energieangaben und ihre Fehler sind mit denen der Tabelle 1 identisch. --**) Die Fehler der Energieangaben betragen: ± 7 keV bei deutlichen und ± 10 keV bei den übrigen Linien aus Sp. I; ± 20 keV bei deutlichen und ± 25 keV bei den übrigen Linien aus Sp. II.

Pos. Nr.	Energie der hochenerget. Komponente*) (keV)	Energie der niederenerget. Komponente**) (keV)	Bemer- kungen	Sp. Nr.
1	5912,0	202 154 K	m	I
2	"	120	d	I
3	5858,5	217	a	I
4	"	146	a	I
5	5710,5	205	a	I
6	"	146	a	I
7	5646,5	355	m	I
8	5602,5	314	d	I
9	"	257	d	I
10	"	194	a	I
11	"	154	a	I
12	5495,5	375	m	I, II
13	"	314	d	I
14	"	275	d	I
15	5355,0	484	a	II
16	"	355	m	I
17	"	314	d	I
18	"	250	d	I
19	5278,5	750	m	II
20	"	595	a	II
21	"	432	a	II
22	"	205	a	I

Tab. 4: Fortsetzung

Pos. Nr.	Energie der hochenerget. Komponente*) (keV)	Energie der niederenerget. Komponente**) (keV)	Bemer- kungen	Sp. Nr.
23	5206,5	710	a	II
24	5176,5	540	m	II
25	"	440	m	II
26	"	158	m	I
27	"	190	m	I
28	5139,0	935	m	II
29	"	755	d	II
30	"	445	m	II
31	"	186	m	I
32	"	140	a	I
33	5028,5	685	d	II'
34	"	490	d	II
35	"	257	m	I
36	"	202	m	I
37	5006,5	866 K 822	m	II
38	"	704	m	II
39	"	577	d	II
40	"	476	d	II
41	"	390	d	II
42	"	360	m	I
43	"	237	m	I
44	4937,0	988	d	II
45	"	704	m	II
46	"	595	m	II
47	"	241	a	I
48	4871,5 K 4860,5	845	d	II
49	"	672 K 627	d	II
50	"	236	a	I
		192	m	I
		170	m	I
		155	a	I

Tabelle 4: Fortsetzung

Pos. Nr.	Energie der hochenerget. Komponente*) (keV)	Energie der niederenerget. Komponente**) (keV)	Bemer- kungen	Sp. Nr.
51	4773,0	178	m	I
52	4632,5	640	m	II
53	4591,0	845	d	II
54	"	695	d	II

Tabelle 5: Nieder-niederenergetische $\gamma\gamma$ -Koinzidenzlinien der Reaktion $\text{Re}^{185}(\text{n},\gamma)\text{Re}^{186}$, beobachtet im Spektrum V.

Erklärungen: In Spalte 4 bezeichnet d deutlich, m mäßig gut und a andeutungsweise erkennbare Linien. --*) Die Fehler der Energieangaben betragen $\pm 1,5$ keV.

Pos. Nr.	Energie*) gemessen mit dem 5,6ccm Ge (keV)	Energie*) gemessen mit dem 3,5ccm Ge (keV)	Bemer- kungen
1	211,0	111,0	a
2	211,0	144,0	a
3	214,5	149,0	a
4	215,0	189,0	a
5	233,0	143,0	a
6	252,0	141,5	m
7	252,0	149,0	d
8	257,0	260,0	m
9	261,0	256,5	m
10	316,0	260,5	d

Tabelle 6: Hoch-niederenergetische $\gamma\gamma$ -Koinzidenzlinien der Reaktion $\text{Re}^{187}(n,\gamma)\text{Re}^{188}$, beobachtet in Spektrum III und IV.

Erklärungen: In Spalte 4 bezeichnet d deutlich, m mäßig gut und a andeutungsweise erkennbare Linien. --K bezeichnet unvollständig aufgelöste Linien. --*) Die Energieangaben und ihre Fehler sind mit denen der Tabelle 2 identisch. --**) Die Fehler der Energieangaben betragen: ± 7 keV bei deutlichen und ± 10 keV bei den übrigen Linien aus Sp. III; ± 15 keV bei deutlichen und ± 20 keV bei den übrigen Linien aus Sp. IV.

Pos. Nr.	Energie der hochenerget. Komponente*) (keV)	Energie der niederenerget. Komponente**) (keV)	Bemerkungen	Sp. Nr.
1	5617,5	249	a	III
2	"	194	a	III
3	5586,0	146	d	III
4	5558,0 5550,5 K	146	d	III
5	5503,5	308	a	III
6	"	210	a	III
7	"	185	a	III
8	5374,5	202	a	III
9	5350,5	190	m	III
10	"	146	d	III
11	"	110	m	III
12	5313,0	360	d	III
13	5074,0	287	d	III
14	"	218 202 K	d	III
15	"	138	m	III
16	5137,0	547	d	IV

Tabelle 6: Fortsetzung

Pos. Nr.	Energie der hochenerget. Komponente*) (keV)	Energie der niederenerget. Komponente**) (keV)	Bemer- kungen	Sp. Nr.
17	5013,5	811	m	IV
18	"	678	d	IV
19	"	585	a	IV
20	"	138	m	III
21	4990,5 K	705 K 670	m	IV
22	4948,0 K	441	m	IV
23	4891,0	811	m	IV
24	4861,0	706	m	IVä
25	4788,0	720 K 675	m	IV
26	"	457 K 426	a	IV
27	"	220 K 202	m	III
28	4755,5 K	419	m	IV
29	4714,5 K 4706,0	434	m	IV
30	4663,0 K 4647,0	902 K 872 827	d m a	IV
31	"	631	m	IV
32	"	423	a	III
33	"	372	m	III
34	"	210	m	III
35	"	126	m	III
36	4612,0	692	m	IV
37	4563,0 K	977	a	IV
38	"	849	a	IV
39	4541,0	683	m	IV
40	4525,5	1000	a	IV
41	4512,0 K 4502,0	665	m	IV
42	"	426	d	IV

6.7.3. Bemerkungen zum 5710-keV-Übergang des Re^{186}

Der 5710-keV-Übergang des Re^{186} führt zu einem Niveau bei 470 ± 3 keV. Im Fehlerbereich dieser Anregungsenergie enthält das Niveauschema (31) zwei Zustände, einen bei 469,795 keV, den anderen bei 470,507 keV. Spin und Parität beider Niveaus erlauben eine Speisung durch E1 -Strahlung vom Neutroneneinfangszustand aus. Da der Energieabstand der Niveaus klein ist im Vergleich zum Fehler, mit dem die Energie des hochenergetischen Übergangs gemessen wurde, bleibt die Frage offen, zu welchem der beiden Niveaus der 5710-keV-Übergang führt oder ob gar beide Niveaus mit vergleichbarer Intensität vom Neutroneneinfangszustand aus gespeist werden. Lanier et al. (31) neigen der Ansicht zu, daß dies im wesentlichen nur für das 469,795-keV-Niveau der Fall sei, da sie die Existenz des 470,507-keV-Niveaus für nicht hinreichend gesichert halten. Eine Entscheidung dieser Frage kann im Prinzip durch ein Koinzidenzexperiment herbeigeführt werden.

Abb. 14 zeigt den Zerfall der beiden Niveaus gemäß (31). Um der Übersichtlichkeit willen sind nur die Übergänge eingezeichnet, die zu mehr als 2 % am Zerfall der Niveaus beteiligt sind. Die zugehörigen Intensitätsverteilungen der γ -Übergänge werden in Abb. 16 einem niederenergetischen Koinzidenzspektrum zum 5710-keV-Übergang gegenübergestellt. Nach Abzug des Untergrunds hat das Koinzidenzspektrum einen wenig signifikanten Verlauf. Die im Differenzspektrum zwischen 140 und 220 keV bemerkbare größere Intensität spricht für die überwiegende Beteiligung des 469,795-keV-Niveaus am Zustandekommen des Spektrums, da beim Zerfall des anderen Niveaus in diesem Energiebereich keine stärkeren Linien auftreten. Ob die im Differenzspektrum oberhalb 300 keV auftretenden Fluktuationen Anzeichen einer Beteiligung auch des 470,507-keV-Niveaus darstellen, kann wegen der schlechten Statistik nicht entschieden werden.

6.7.4. Bemerkungen zum 5602-keV-Übergang des Re¹⁸⁶

Der hochenergetische 5602,5-keV-Übergang legt ein Niveau von $578,0 \pm 3$ keV Anregungsenergie nahe. Über den Zerfall dieses Niveaus war bisher noch nichts bekannt. Niederenergetische Koinzidenzspektren zum hochenergetischen Übergang sind in Abb. 17 wiedergegeben. Zwei Peaks sind deutlich zu erkennen, der eine bei 257 ± 7 keV, der andere bei 314 ± 7 keV. Diese Koinzidenzlinien gehören zu den stärksten in Sp. I. Ihre Deutung gelingt unter Hinzunahme eines Befundes aus Sp. V, dem mit zwei Ge-Detektoren aufgenommenen nieder-niederenergetischen Koinzidenzspektrum.

Dieser Befund wird durch die in Abb. 18 gezeigten Spektren belegt. Es sind Koinzidenzspektren von Ereignissen aus dem Energiebereich von 200 - 370 keV, deren Koinzidenzpartner einem engen Energieintervall um 260 keV angehören. Die beiden klar erkennbaren Peaks beinhalten, daß ein Übergang von $260,5 \pm 1,5$ keV mit Übergängen von $257,5 \pm 1,5$ keV und $316,5 \pm 1,5$ keV koinzidiert. Innerhalb der angegebenen Fehlergrenzen um diese Energien liegen nur 2 oder 3 Linien der Risöer Messungen (31), von denen jeweils eine die anderen intensitätsmäßig um eine Größenordnung überragt. Da es sich bei den betrachteten Koinzidenzlinien um die neben Linie 7 aus Tab. 5 stärksten in Sp. V handelt, kann die Beteiligung der schwächeren zur Auswahl stehenden Übergänge mit großer Sicherheit ausgeschlossen werden. Damit läßt sich die Aussage von Sp. V unter Verwendung der Energie- und Multipolaritätsangaben von (31) dahingehend präzisieren, daß der M1-Übergang von $261,266 \pm 0,012$ keV in Koinzidenz mit zwei M1-Übergängen der Energien $257,446 \pm 0,015$ keV und $316,473 \pm 0,02$ keV auftritt.

Die beiden letzteren Übergänge entvölkern, wie in Abb. 17 gezeigt, ein 1^- -Niveau bei $316,463 \pm 0,013$ keV. Diese Einordnung ist durch (31) gut begründet und soll hier nicht in Frage gestellt werden. Es bliebe zu klären, ob der 261-keV-Übergang unmittelbar oder über dazwischengeschaltete Übergänge das 316-keV-Niveau speist. Die direkte

Speisung würde bedeuten, daß der 261-keV-Übergang von einem Niveau bei 577,729 seinen Ausgang nimmt. Nach dem, was aus Sp. I über den Zerfall des 578-keV-Niveaus bekannt ist, soll diese Möglichkeit hier als zutreffend angenommen und das 577,729-keV-Niveau mit dem vom 5602,5-keV-Übergang gespeisten identifiziert werden. Diese Interpretation des experimentellen Befundes wird auch vom beobachteten Intensitätsverhältnis der betreffenden Koinzidenzlinien in Sp. I gestützt.

Setzt man aber, soweit dies bei der beschränkten Genauigkeit der Intensitätsbestimmung möglich ist, die Stärke, mit der der hochenergetische Übergang im Einzelspektrum auftritt, in Beziehung zur Stärke seiner Koinzidenzlinien in Sp. I, so folgt, daß der 578-keV-Zustand überwiegend, wahrscheinlich zu über 75 %, nicht über den 261-keV-Übergang zerfällt. Auch die im niederenergetischen Koinzidenzspektrum zum 5602,5-keV-Übergang (Abb. 17) sichtbaren Strukturen lassen auf das Vorhandensein weiterer Koinzidenzlinien schließen. In diesem Zusammenhang verdient die Tatsache Beachtung, daß weitere vom 268-keV-Niveau ausgehende Übergänge im wesentlichen nicht zu Niveaus innerhalb des Niveauschemas (31) führen können. Dies geht aus einem Vergleich der Energiedifferenzen zwischen diesem und den Niveaus des Schemas (31) mit den Übergangsenergien der Risöer Messungen (31) hervor.

Der M1-Charakter des 261-keV-Übergangs und der aus Intensitätsgründen nahegelegte E1-Charakter des 5602,5-keV-Übergangs zusammen mit der Spin-Parität 1^- für das 316-keV-Niveau und 2^+ , 3^+ für den Neutroneneinfangszustand legen die Parität des Niveaus bei 577,729 $\pm$ 0,018 keV als negativ fest und beschränken die möglichen Spinwerte auf 1 und 2.

6.7.5. Bemerkungen zum Zerfall von Niveaus des Re^{186} und Re^{188} mit Anregungsenergien zwischen 700 und 1600 keV

In Sp. II des Re^{186} und in Sp. IV des Re^{188} findet man eine ganze Anzahl deutlich bis mäßig gut erkennbarer Koinzidenz-peaks. Als Beispiel für die ausgeprägteren Strukturen ist in Abb. 19 ein Reihenspektrum aus dem Zentralbereich des Double-Escape-Peaks des 4860,5-keV-Übergangs in Re^{186} wiedergegeben. Peaks koinzidierender niederenergetischer Übergänge sind bei 650 und 845 keV zu sehen.

Eine befriedigende Deutung der gefundenen Koinzidenzlinien im Rahmen eines Niveauschemas des jeweiligen Kerns gelingt nicht, nicht zuletzt wegen des großen Fehlers, mit dem die Energiebestimmung der niederenergetischen Komponenten verbunden ist. Versuchsweise wird deshalb hier angenommen, daß die stärkeren der in den beiden Spektren beobachteten niederenergetischen Übergänge unmittelbar von den durch ihre hochenergetischen Koinzidenzpartner gespeisten Niveaus ausgehen.

Im Hinblick auf die Verhältnisse in den bereits aufgeklärten Bereichen der beiden Niveauschemata mag diese Annahme unrealistisch erscheinen, da unter den ein Niveau entvölkernden Übergängen häufig der mit der kleinsten Energie der intensivste ist. Diese Tendenz der Kerne, ihre Anregungsenergie in vielen kleinen Schritten abzugeben, muß sich aber mit steigender Niveauenergie in ihr Gegenteil verkehren, da sonst die Multiplizität des Zerfalls des jeweiligen Neutroneneinfangszustands einen höheren Wert als den an nat. Re gemessenen von 3,2 (46) haben müßte. Dies ist auch verständlich, da mit wachsender Anregungsenergie einem Niveau für den Zerfall eine wachsende Auswahl an Endniveaus zur Verfügung steht, und so der besondere Charakter des Ausgangsniveaus der von der Theorie der elektromagnetischen Strahlung geforderten Bevorzugung höherenergetischer Übergänge weniger entgegenwirkt. Im Mittel der Fälle, wo beim Zerfall eines Zustands einem Übergang höherer Energie ein oder mehrere Übergänge niederer Energie vorausgehen, wird der höherenergetische Übergang wegen der bis zu seinem Auftreten sich

bietenden Verzweigungsmöglichkeiten am Zerfall des Niveaus mit geringerer Intensität beteiligt sein als im Mittel der übrigen Fälle, so daß die letzteren im Koinzidenzexperiment bevorzugt in Erscheinung treten. Die hochenergetischen Primärübergänge aller in den beiden Spektren deutlich hervortretenden Koinzidenzlinien enden auf Niveaus zwischen 900 und 1600 keV im Falle des Re^{186} und 700 und 1400 keV im Falle des Re^{188} , also weit oberhalb des bisher aufgeklärten Teils des jeweiligen Schemas. Es darf daher erwartet werden, daß die Annahme des unmittelbaren Aufeinanderfolgens der Koinzidenzpartner bei der Mehrzahl dieser Koinzidenzlinien zutrifft, wenn auch im Einzelfalle eine Entscheidung hierüber nicht möglich ist.

Im Sinne dieser Annahme sind in Abb. 20 für Re^{186} und in Abb. 21 für Re^{188} die niederenergetischen Übergänge in ein Niveauschema eingetragen, die an den in Sp. II und IV deutlich bis mäßig gut beobachtbaren Koinzidenzlinien beteiligt sind. Bei der Mehrzahl der in dieser Weise eingeordneten Übergänge wäre eine definitive Zuordnung zu Endniveaus wenig überzeugend, da einerseits der Fehler der Lage ihrer Endpunkte von der Größe des mittleren Abstands bekannter Niveaus ist und andererseits mit der Existenz zahlreicher unbekannter Niveaus gerechnet werden muß. Es soll nur noch kurz auf Besonderheiten einiger weniger, Re^{186} betreffender Fälle eingegangen werden.

Im Bereich niederster Anregungsenergien ist es weniger wahrscheinlich, daß Re^{186} noch unbekannte Zustände besitzt. Es kann deshalb mit gewisser Berechtigung angenommen werden, daß die an den Koinzidenzlinien 19 und 28 der Tab. 4 beteiligten niederenergetischen Übergänge, deren Endniveaus bei Anregungsenergien von 152 ± 25 und 106 ± 25 keV zu erwarten sind, tatsächlich zu den Niveaus bei 146,275 und 99,361 keV des Niveauschemas (31) führen, die die einzig bekannten Niveaus im Fehlerbereich der Endpunkte der Übergänge sind. Nachdem Ausgangs- und Endniveaus der beiden Übergänge festliegen, folgen für deren Übergangsenergien die genaueren Werte $755,5 \pm 2$ keV und $942,0 \pm 2$ keV. Der 942,0-keV-Übergang liegt außerhalb des Energiebereichs, in dem durch (31)

Linienenergien bestimmt wurden; der 755,5-keV-Übergang könnte seiner Energie nach mit dem in (31) zu $754,9 \pm 1,4$ keV angegebenen Übergang identisch sein.

Die Endniveaus der an den Koinzidenzlinien 23, 33, 38, 48 beteiligten niederenergetischen Übergänge sind bei Anregungsenergien von 464 ± 25 , 467 ± 20 , 470 ± 20 , 470 ± 25 keV zu erwarten, also in unmittelbarer Nähe der in (31) bei 469,759 und 470,507 keV vorgeschlagenen Niveaus. Aufgrund der Häufung der in die Nähe dieser Niveaus führenden Übergänge darf man erwarten, daß wenigstens ein Teil davon wirklich das eine oder andere der beiden Niveaus speist. Die Übergangsenergien würden dann $534,0 \pm 2,5$, $682,0 \pm 2,5$, $704,0 \pm 2,5$ und $850,0 \pm 3,0^*$ keV betragen. Die ersteren beiden Energien stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein mit den in (31) angegebenen Linienenergien von $533,9 \pm 0,5$ und $680,9 \pm 0,8$ keV. Für den 704,0-keV-Übergang findet sich in (31) keine Entsprechung, und der 850,0-keV-Übergang liegt außerhalb des durch (31) bearbeiteten Energiebereichs.

*) Diese Energie ergibt sich unter der Annahme, daß an Koinzidenzlinie 48 der Tab. 4 die stärkere der beiden hierfür in Frage kommenden hochenergetischen Linien beteiligt ist. Es ist dies die 4860,0-keV-Linie, die im Koinzidenzspektrum nicht mit Sicherheit von ihrer Nachbarlinie bei 4871,5 keV unterschieden werden kann.

6.7.6. Bedeutung hoch-niederenergetischer Koinzidenzspektren für die Untersuchung höher angeregter Zustände in uu-Kernen

Bemerkenswert an den zuletzt diskutierten hoch-niederenergetischen Koinzidenzlinien ist, daß ihre niederenergetischen Komponenten in Bereiche der aufzuklärenden Niveauschemata einzuordnen sind, in die andere experimentelle Methoden wegen der Kompliziertheit der dort vorliegenden Verhältnisse, nicht nur bei den hier untersuchten, sondern ganz allgemein bei Kernen vergleichbarer Art, noch nicht vordringen konnten. Die Koinzidenzmethode ist gegenüber anderen offenbar dadurch im Vorteil, daß sie im hoch-niederenergetischen Spektrum den Zerfall auch höher angeregter Zustände selektiv zu verfolgen gestattet. Mit einer gegenüber der hier beschriebenen leistungsfähigeren Apparatur ließe sich die Zahl beobachtbarer Linien vergrößern, die Genauigkeit der Energiebestimmung verbessern und auch eine Intensitätsbestimmung durchführen. Die so erhaltenen umfangreicheren und genaueren Daten würden eine besser begründete Deutung der Koinzidenzlinien erlauben. Wegen der Stilllegung des FRF war es dem Verfasser nicht möglich, die Untersuchungen in dieser Richtung fortzusetzen.

Im Bereich der Anregungsenergien, in den derartige Messungen führen, steht von Seiten der Theorie zu erwarten, daß die dort hohen Niveaudichten der uu-Kerne vielfältige Konfigurationsmischungen ermöglichen, was bedeutet, daß die üblichen Modellvorstellungen (s. Abschn. 3) der Kompliziertheit der Nukleonenbewegung in diesen Zuständen nicht mehr gerecht werden. Hier besitzt aber die Koinzidenzspektrometrie den Vorteil, Zustände mit selektivem Zerfall bevorzugt ausfindig zu machen, d.h. Zustände, die noch am ehesten einer theoretischen Deutung zugänglich sein sollten. Beim Zutreffen der einfachen Modellvorstellungen sollten kollektive Schwingungszustände niederster Anregungsenergie, über deren Vorkommen in uu-Kernen bisher kaum Erfahrungsmaterial vorliegt, recht selektiv zerfallen und bei Anregung im (n,γ) -Prozeß zu hoch-niederenergetischen Koinzidenzlinien führen, die gerade in

dem in Sp. II und IV erfaßten Energiebereich liegen. Mit gewisser Berechtigung darf man daher unter den Niveaus, die durch die hochenergetischen Komponenten der in diesen Spektren gefundenen Koinzidenzlinien gespeist werden, solche mit Schwingungscharakter vermuten. Zustandskonfigurationen können aber aufgrund zweiparametrischer Koinzidenzspektren allein nicht erschlossen werden. Die Kenntnis der Multipolordnungen der am Zerfall der fraglichen Zustände beteiligten Übergänge würde hier weiterhelfen, ist aber bei den hier untersuchten Kernen augenblicklich noch auf Übergänge mit Energien unter 400 keV beschränkt.

Zusammenfassung

Schwere uu-Kerne sind, gemessen an der Zahl ihrer Zustände im Bereich der Energielücke ihres gg-Rumpfes, experimentell weniger gut bekannt als ihre nur ein oder kein Leuchtnukleon besitzenden Nachbarn. Zwei Vertreter dieser Klasse von Kernen, Re^{186} und Re^{188} , die, noch deformiert, dem Übergangsbereich zwischen den stark deformierten Kernen der seltenen Erden und den sphärischen Kernen des Bleis angehören, wurden in der vorliegenden Arbeit über die (n, γ) -Reaktion untersucht. Re^{185} und Re^{187} wurden in isotopisch angereicherter Form am FRF in externer Targetanordnung mit thermischen Neutronen bestrahlt und Einzelspektren und zweiparametrische Koinzidenzspektren der emittierten γ -Strahlung gemessen.

Um vom Neutroneneinfangszustand zu energetisch tief liegenden Kernniveaus führende Übergänge aufzufinden, wurden Einzelspektren der hochenergetischen γ -Strahlung mit Ge-Detektoren aufgenommen. Im Bereich von der Neutronenbindungsenergie bis zu rund 2 MeV darunter wurden jeweils von etwas über 50 γ -Linien die Energien und bei stärkeren Linien auch relative Intensitäten bestimmt. Es gelang, Übergänge der höchsten Energien aufgrund ihrer Energiedifferenzen schon bekannten Niveaus im Niederenergetischen zuzuordnen und so die Energien der Endniveaus der übrigen Übergänge zu ermitteln. Ein für die Fehler der Linien- und Niveauenergien typischer Wert ist ± 3 keV. Die Neutronenbindungsenergie des Re^{186} wurde zu $6180,5 \pm 2,5$ keV, die des Re^{188} zu $5874,0 \pm 3,0$ keV bestimmt.

Die Messung zweiparametrischer Koinzidenzspektren wurde im wesentlichen auf den hoch-niederenergetischen Spektralbereich beschränkt, da dieser den unmittelbarsten Zugang zum Zerfall der von den hochenergetischen Primärübergängen gespeisten Niveaus bietet. Dabei erfolgte der Nachweis der hochenergetischen γ -Strahlung mit einem Ge-Detektor, der Nachweis der niederenergetischen γ -Strahlung mit einem NaJ-Detektor. Experimente zur Aufnahme nieder-niederenergetischer Koinzidenzspektren unter Verwendung zweier Ge-Detek-

toren mußten wegen der Einstellung des Reaktorbetriebs vorzeitig abgebrochen werden. Bei jedem der untersuchten Kerne wurden etwa 50 Koinzidenzlinien aufgefunden und die Energien bestimmt. Diese liegen seitens des hochenergetischen Parameters zwischen der jeweiligen Neutronenbindungsenergie und einer um 1,5 MeV kleineren Energie, seitens des niederenergetischen Parameters zwischen 0,1 und 1 MeV. Hinsichtlich der Deutung der gefundenen Koinzidenzlinien ergab sich im Bereich niederer Anregungsenergien keine Erweiterung der schon bekannten Niveauschemata. Dagegen wird bei mehreren Koinzidenzlinien die Einordnung der beteiligten niederenergetischen Übergänge oberhalb der bestehenden Niveauschemata vorgeschlagen. Zu der mit der Auswertung und Ausdeutung zweiparametrischer Koinzidenzspektren verbundenen Problematik wird ausführlich Stellung genommen.

Literaturverzeichnis

- (1) Nuclear Data, B1 - 1 (1966) und B1 - 2 (1966)
- (2) Neutron Cross Sections, BNL-325, 2nd Ed., Suppl. 2 (1966)
- (3) A. Bohr, Dan. Mat. Fys. Medd. 26, No. 14 (1952)
- (4) A. Bohr and B.R. Mottelson, Dan. Mat. Fys. Medd. 27, No. 16 (1953)
- (5) A. Faessler und W. Greiner, Z. Physik 168, 425 (1962)
- (6) A. Faessler und W. Greiner, Z. Physik 170, 105 (1962)
- (7) A. Faessler, Nucl. Phys. 59, 177 (1964)
- (8) S. G. Nilsson, Dan. Mat. Fys. Medd. 29, No.16 (1955)
- (9) V. Hnatowicz and K. Gromov, Sov. Journ. Nucl. Phys. 3, 5 (1966)
- (10) L. W. Nordheim, Phys. Rev. 78, 294 (1950)
- (11) C. J. Gallagher, Jr. and S. A. Moszkowski, Phys. Rev. 111, 1282 (1958)
- (12) J. R. Erskine and W. W. Buechner, Phys. Rev. 133, B370 (1964)
- (13) H. T. Motz, E. T. Journey, O. W. B. Schult, H. R. Koch, U. Gruber, B. P. Maier, H. Baader, G. L. Struble, J. Kern, R. K. Sheline, T. v. Egidy, Th. Elze, E. Bieber, and A. Bäcklin, Phys. Rev. 155, 1265 (1967)
- (14) N. D. Newby, Jr., Phys. Rev. 125, 2063 (1962)
- (15) F. D. S. Butement, Proc. Phys. Soc., London, A64, 395 (1951)
- (16) A. Flammersfeld, Z. Naturforschung 8a, 217 (1953)
- (17) W. Herr, Z. Naturforschung 7a, 819 (1952)
- (18) J. W. Mihelich, Phys. Rev. 89, 907 (1953)
- (19) S. B. Burson, E. B. Shera, T. Gedayloo, R. G. Helmer, and D. Zei, Phys. Rev. 136, B1 (1964)
- (20) K. Takahashi, M. McKeown, and G. Scharff-Goldhaber, Phys. Rev. 136, B18 (1964)
- (21) S. G. Malmkog and M. Höljeberg, Ark. Fys. 35, 229 (1968)
- (22) J. C. Roy, Can. Journ. Phys. 40, 677 (1962)
- (23) J. E. Draper, Phys. Rev. 114, 268 (1959)
- (24) O. W. B. Schult, B. Weckermann, T. v. Egidy und E. Bieber, Z. Naturforschung 18a, 61 (1963)
- (25) A. M. Berestovoi, I. A. Kondurov, and Yu. E. Loginov, Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser. 30, 215 (1966)

- (26) P. T. Prokofjev and L. I. Simonova, Sov. Journ. Nucl. Phys. 5, 493 (1967)
- (27) A. A. Suarez, T. v. Egidy, W. Kaiser, and H. F. Mahlein, Nucl. Phys. A107, 417 (1968)
- (28) O. W. B. Schult et al.: "Gammastrahlung beim Einfang thermischer Neutronen in Re^{187} ." Priv. Mittlg. (1967)
- (29) R. G. Lanier and R. K. Sheline: "Energy Levels and Cross Sections from the Reactions $\text{Re}^{187}(\text{d},\text{p})\text{Re}^{188}$." Priv. Mittlg. (1967)
- (30) K. Brandi, R. Engelmann, V. Hepp, E. Kluge, H. Krehbiel, and U. Meyer-Berkhout, Nucl. Phys. 59, 33 (1964)
- (31) R. G. Lanier, R. K. Sheline, H. F. Mahlein, T. v. Egidy, W. Kaiser, H. R. Koch, U. Gruber, B. P. K. Maier, O. W. B. Schult, D. W. Hafemeister, and E. B. Shera, Phys. Rev. 178, 1919 (1969); Vorabdruck (1968)
- (32) H. Mahlein, Dissertation, München (1967)
- (33) O. W. B. Schult et al.: "Gammastrahlung beim Einfang thermischer Neutronen in Re^{185} ." Priv. Mittlg. (1967)
- (34) R. G. Lanier and R. K. Sheline: "Energy Levels and Relative Cross Sections for the Reactions $\text{Re}^{185}(\text{d},\text{p})\text{Re}^{186}$ and $\text{Re}^{187}(\text{d},\text{t})\text{Re}^{186}$." Priv. Mittlg. (1967)
- (35) L. Armstrong, Jr. and R. Marrus, Phys. Rev. 138, B310 (1965)
- (36) J. Kuhl, A. Steudel und H. Walther, Z. Phys. 196, 365 (1966)
- (37) B. R. Mottelson and S. G. Nilsson, Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 1, No. 8 (1959)
- (38) W. M. Doyle and R. Marrus, Nucl. Phys. 49, 449 (1963)
- (39) O. W. B. Schult, W. R. Kane, M. A. J. Mariscotti, and J. M. Simić, Phys. Rev. 164, 1548 (1967)
- (40) H. Krüger, Dissertation, Frankfurt a. M., erscheint demnächst
- (41) A. Huhs, Diplomarbeit, Frankfurt a. M. (1967)
- (42) J. H. E. Mattauch, W. Thiele, and A. H. Wapstra, Nucl. Phys. 67, 32 (1965)
- (43) K. Kernbach, Diplomarbeit, Frankfurt a. M. (1965)
- (44) Nuclear Data Sheets 5 - 6 (1964)
- (45) Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, ed. by K. Siegbahn (1966) Vol. I, p. 292
- (46) C. O. Muehlhause, Phys. Rev. 79, 277 (1950)

Die Arbeit wurde in den Jahren 1966 bis 1969 am Institut für Kernphysik der Universität zu Frankfurt a. M. ausgeführt.

Dem Direktor des Instituts, Herrn Professor Dr. E. Schopper, danke ich für sein förderndes Interesse am Fortgang der Arbeit und für die mir in ihrem Verlauf zuteil gewordene Unterstützung.

Herrn Professor Dr. M. Fiebiger bin ich für die Anregung der Arbeit zu Dank verpflichtet.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. K. Stelzer für die Betreuung der Arbeit. Er hat durch zahlreiche Diskussionen, Anregungen und Ratschläge das Zustandekommen der Arbeit wesentlich gefördert.

Meinen Arbeitskollegen, Herrn Dr. E. Böhm und Herrn Dipl.-Phys. H. Krüger danke ich für gute Zusammenarbeit beim Aufbau der Apparaturen. Herr Dr. Böhm hat durch den Bau zweier Kryostaten für die Ge-Detektoren, Herr Krüger durch die Konstruktion der Neutronenkollimatoren zum Gelingen der Experimente beigetragen.

Fräulein E. Steuer danke ich für die große Hilfe, die sie mir bei der Fertigstellung der Arbeit durch das Zeichnen der Abbildungen geleistet hat.

Das Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung hat durch Bereitstellung finanzieller Mittel die Durchführung der Experimente in dankenswerter Weise unterstützt.

ABBILDUNGSTEIL

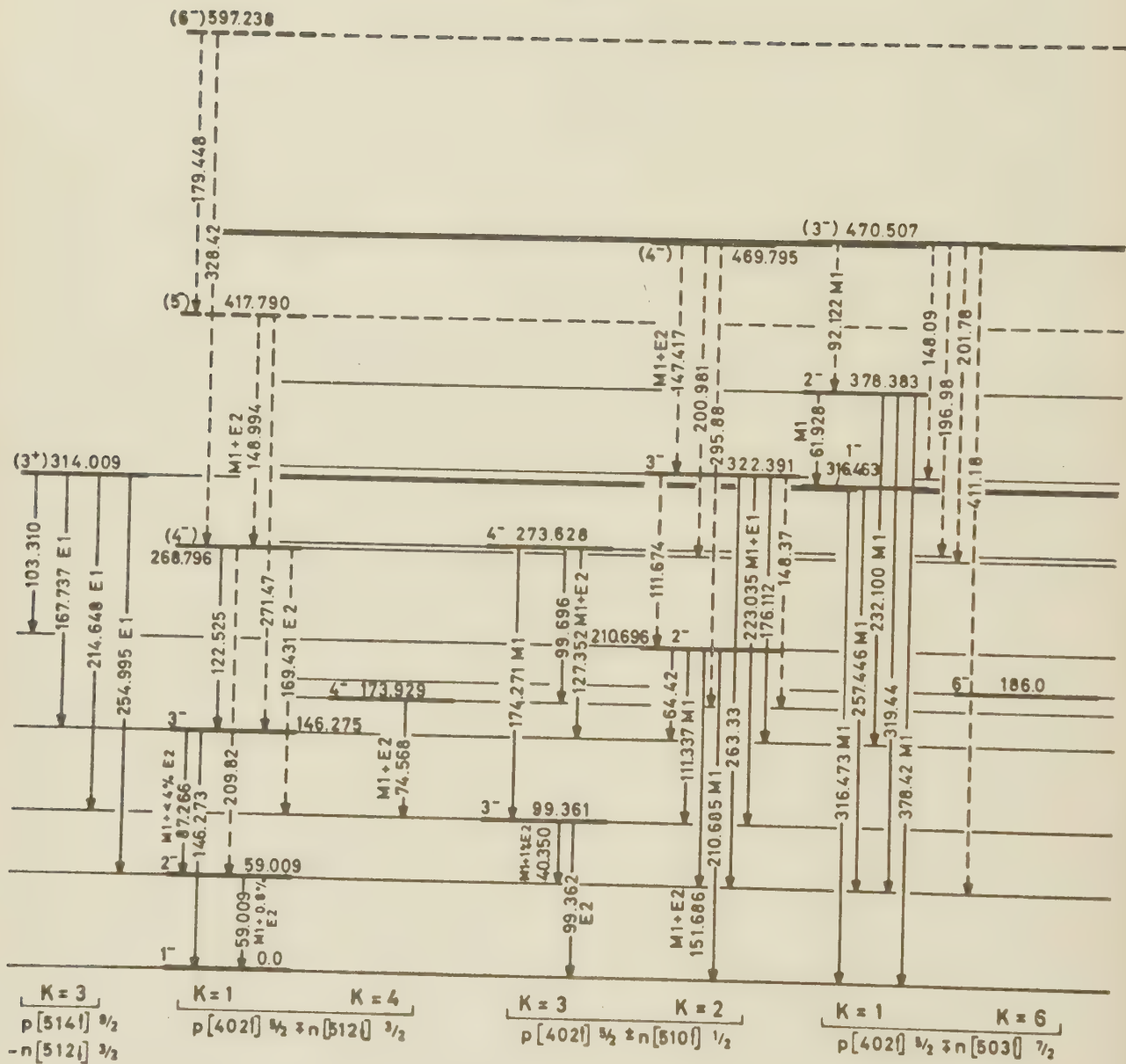


Abb. 1: Niveauschema des Re^{186} nach Lanier et. al. (31). Die Einordnung strichliert gezeichneter Übergänge und Niveaus sowie in Klammern gesetzte Spinparitätsangaben sind experimentell weniger gut begründet.

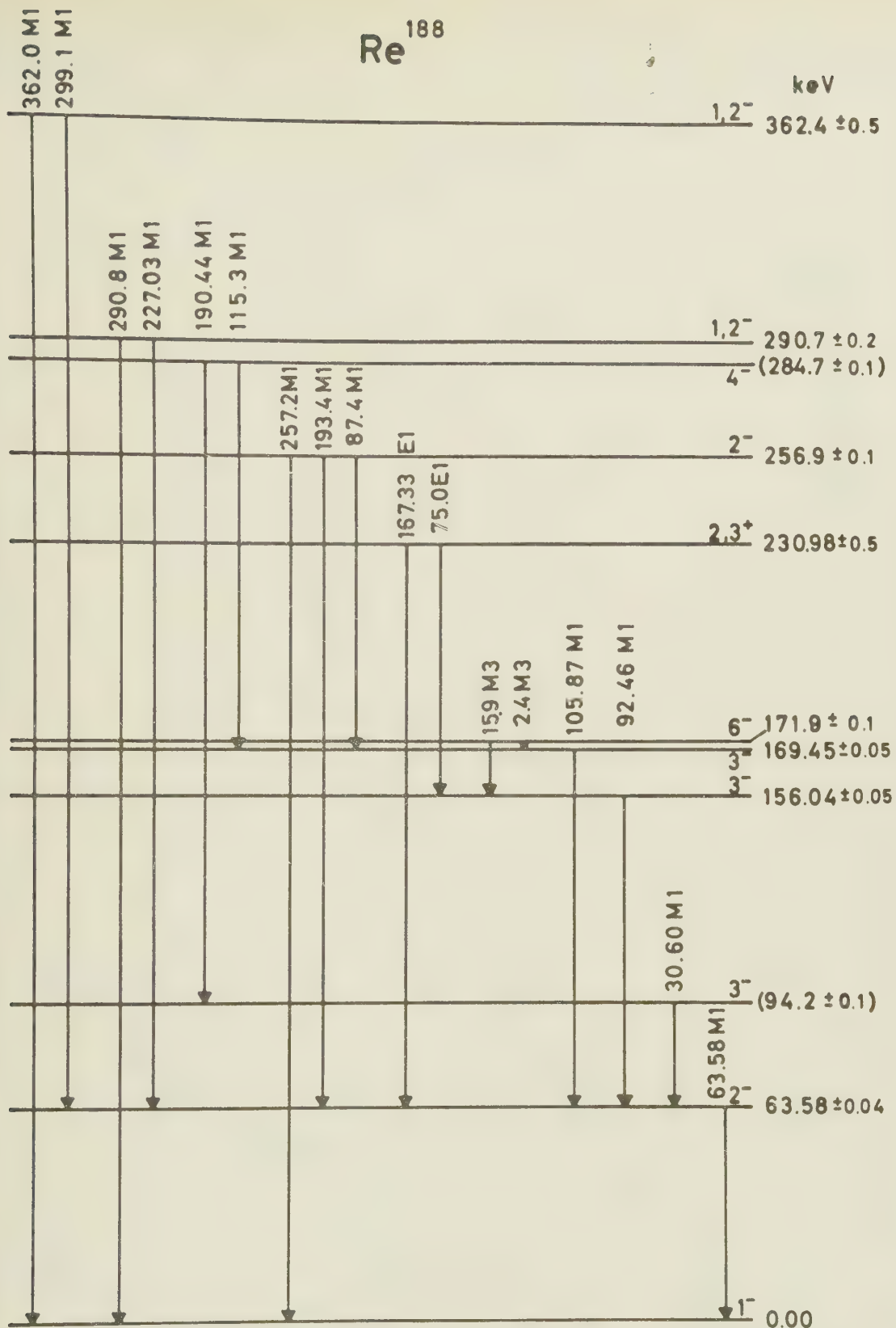
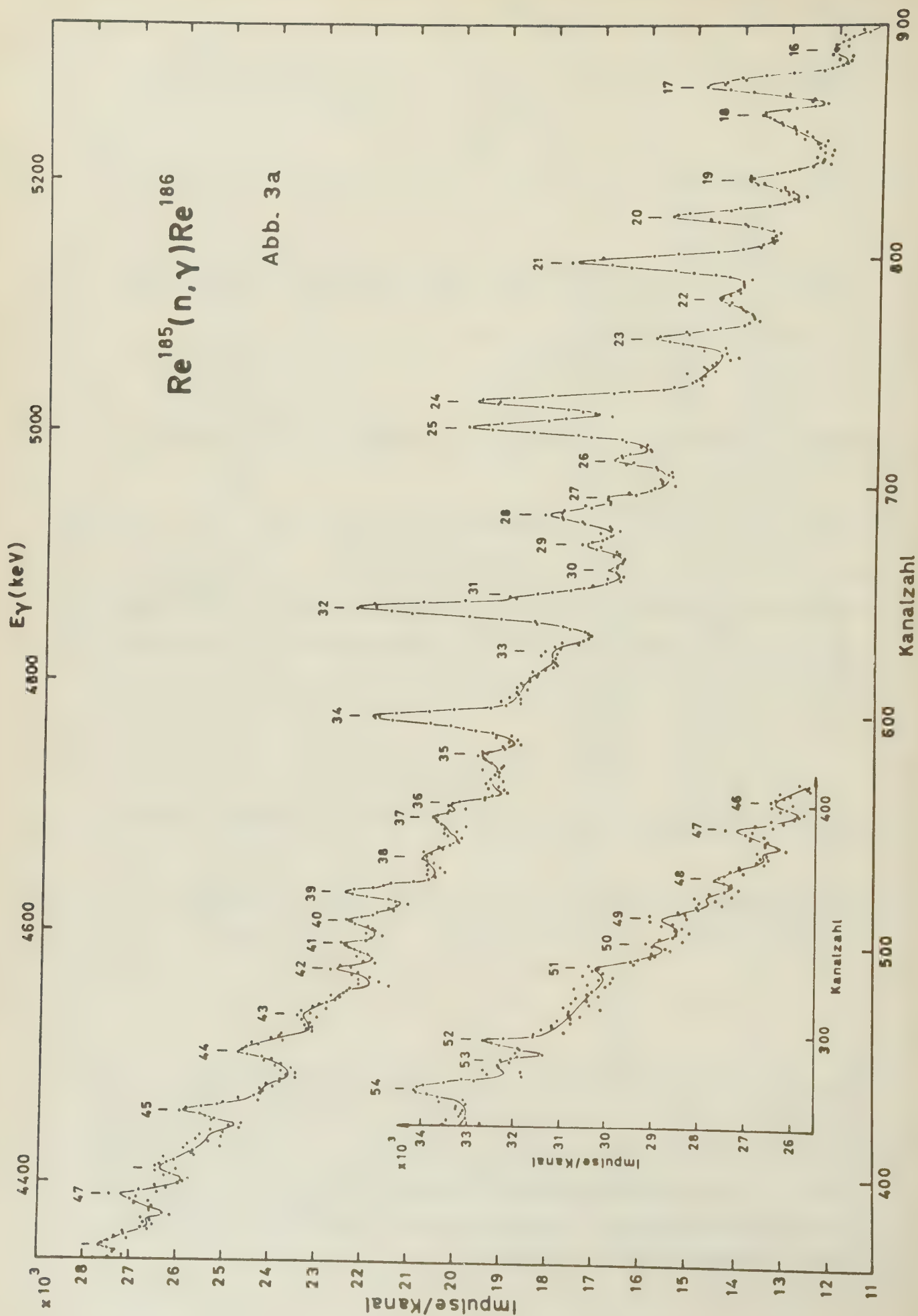


Abb. 2: Niveauschema des Re^{188} nach Suarez et. al. (27).
In Klammern gesetzte Energieangaben betreffen versuchsweise vorgeschlagene Niveaus.



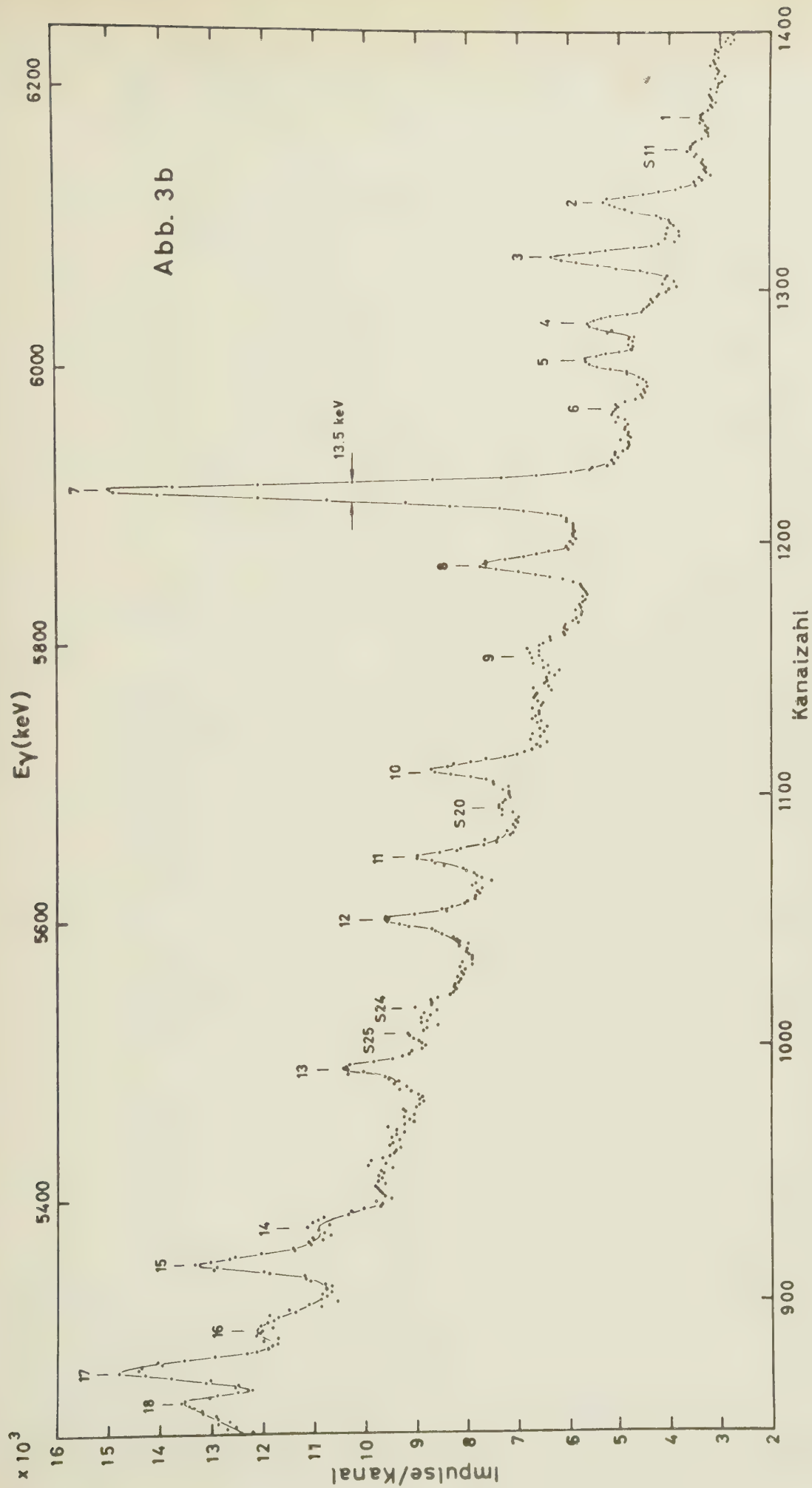
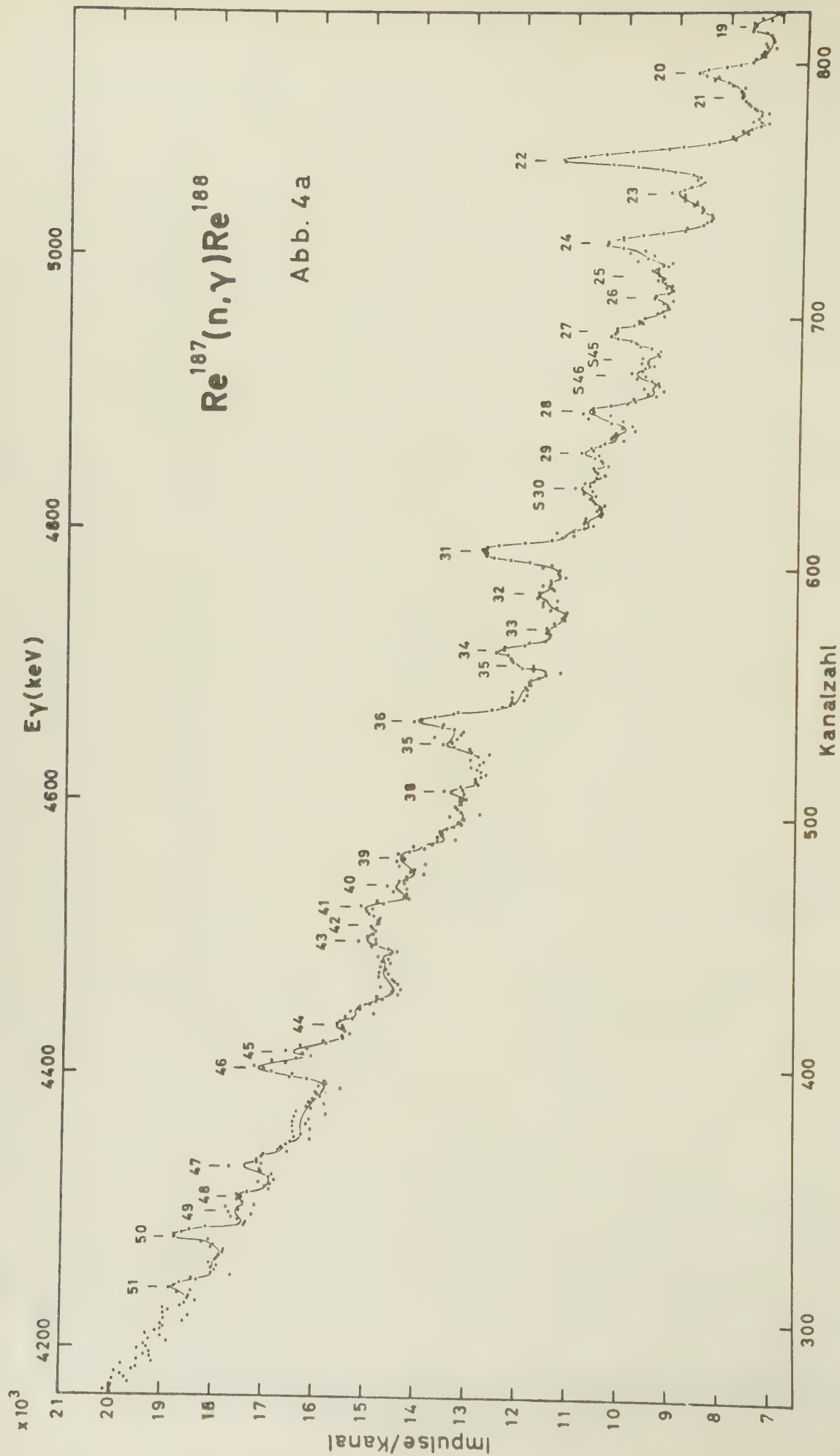


Abb. 3a und 3b: Hochenergetisches Gammastrahlungsspektrum der Reaktion $^{185}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$, gemessen mit einem $8 \text{ cm}^2 \times 7 \text{ mm}$ Ge(Li)-Detektor. Double-Escape-Peaks sind mit den zugehörigen Pos. Nrn. der Tab. 1 versehen, Single-Escape-Peaks zusätzlich durch S gekennzeichnet.



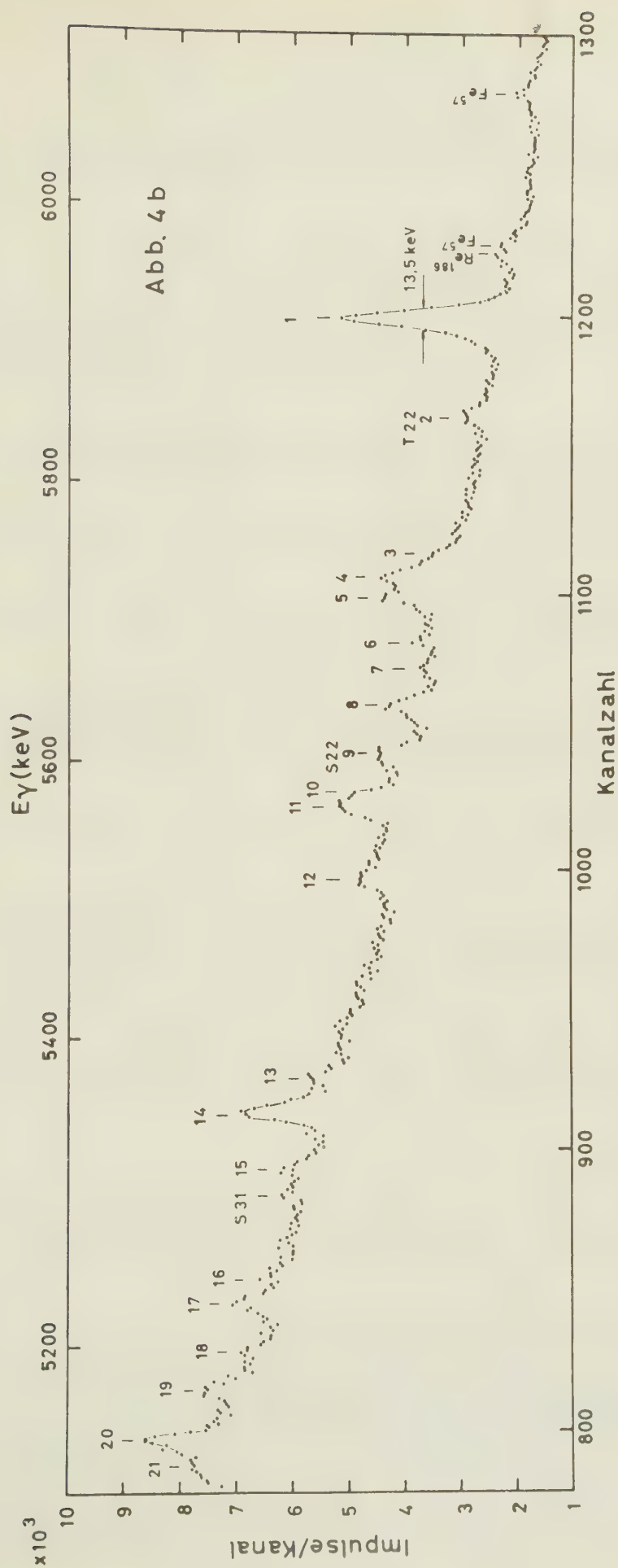


Abb. 4a und 4b: Hochenergetisches Gammastrahlungsspektrum der Reaktion $^{187}\text{Re}(n, \gamma)^{188}\text{Re}$, gemessen mit einem $8\text{ cm}^2 \times 7\text{ mm Ge(Li)}$ -Detektor. Double-Escape-Peaks sind mit den zugehörigen Pos. Nrn. der Tab. 2 versehen, Single-Escape-Peaks zusätzlich durch S, ein Totalabsorptionspeak durch T gekennzeichnet.

	keV	keV	keV	keV
2 ⁻	378,2 ± 0,1	381,5 ± 3	377 ± 2	378 ± 2
			342 ± 2	
	316,42 ± 0,04	322,0 ± 1,5	320 ± 2	321 ± 2
	314,06 ± 0,07			
		268,5 ± 1,5	273 ± 2	272 ± 2
1,2 ⁻	210,74 ± 0,05	211,0 ± 3	210 ± 2	211 ± 2
		173,5 ± 2	180 ± 2	177 ± 2
3 ⁻	146,26 ± 0,05	147,0 ± 2	147 ± 2	145 ± 2
1,2,3 ⁻	99,38 ± 0,03	99,5	101 ± 2	100 ± 2
2 ⁻	59,03 ± 0,02	58,5 ± 1,5	60,6 ± 2	58 ± 2
1 ⁻	0,0	-1,5 ± 3	0 ± 2	0 ± 2
	a	b	c	d

Abb. 5: Zur Bestimmung der Neutronenbindungsenergie des Re^{186} durch Vergleich der Niveaufolge dieser Arbeit mit den anderer Arbeiten. a) Mahlein (32). -- b) Diese Arbeit. -- c) Nach (d,p)-Messungen, d) nach (d,t)-Messungen von Lanier und Sheline (34). Strichliert gezeichnete Niveaus sind experimentell weniger gut begründet.

keV		keV	keV
	$362,4 \pm 0,5$	$370,5 \pm 3,0$	368 ± 3
			357 ± 5
			$335,7 \pm 4$
		$323,5 \pm 3,0$	$321,2 \pm 3$
		$316,0 \pm 3,0$	306 ± 8
$1^-, 2^-$	$290,7 \pm 0,2$	$288,0 \pm 3,0$	$285,8 \pm 2$
4^-	$284,7 \pm 0,1$		
2^-	$256,9 \pm 0,1$	$256,5 \pm 1,5$	$255,1 \pm 2$
$2^+, 3^+$	$230,98 \pm 0,5$	$231,0 \pm 1,5$	
		$203,5 \pm 2,0$	$205,1 \pm 3$
		$184,0 \pm 1,5$	$181,8 \pm 4$
6^-	$171,9 \pm 0,1$	$170,0 \pm 1,5$	$169,8 \pm 4$
3^-	$169,45 \pm 0,05$	$155,5 \pm 3,0$	$154,3 \pm 3$
3^-	$156,04 \pm 0,05$		
3^-	$94,2 \pm 0,1$		
2^-	$63,58 \pm 0,04$	$63,5 \pm 3,0$	$61,5 \pm 2$
1^-	0,0	0,0	0,0
a		b	c

Abb. 6: Zur Bestimmung der Neutronenbindungsenergie des Re^{188} durch Vergleich der Niveaufolge dieser Arbeit mit den anderer Arbeiten.
a) Suarez et. al. (27).- b) Diese Arbeit.- c) Lanier und Sheline (29).
Strichliert gezeichnete Niveaus sind experimentell weniger gut begründet.

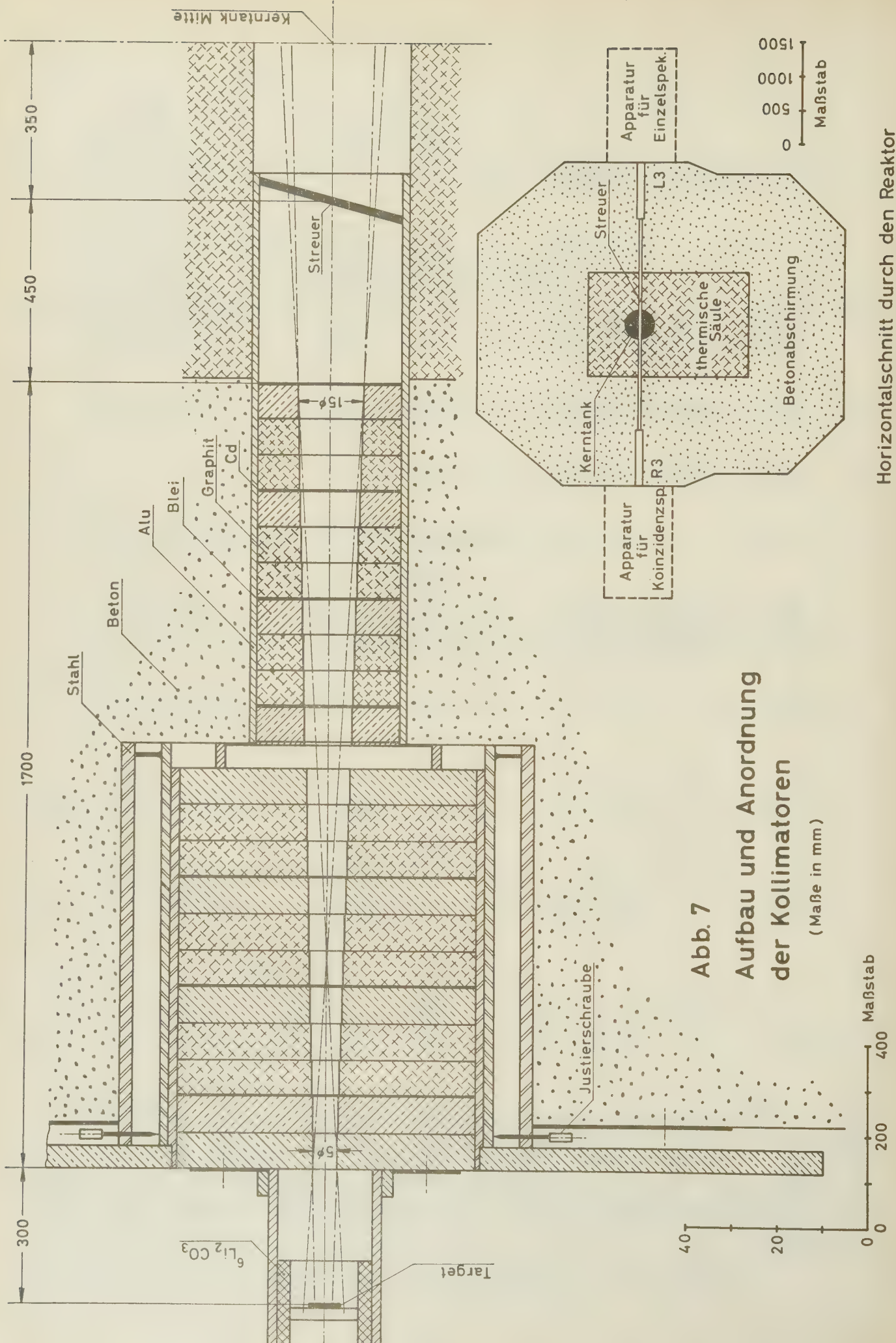


Abb. 7
Aufbau und Anordnung
der Kollimatoren
 (Maße in mm)

Horizontalschnitt durch den Reaktor

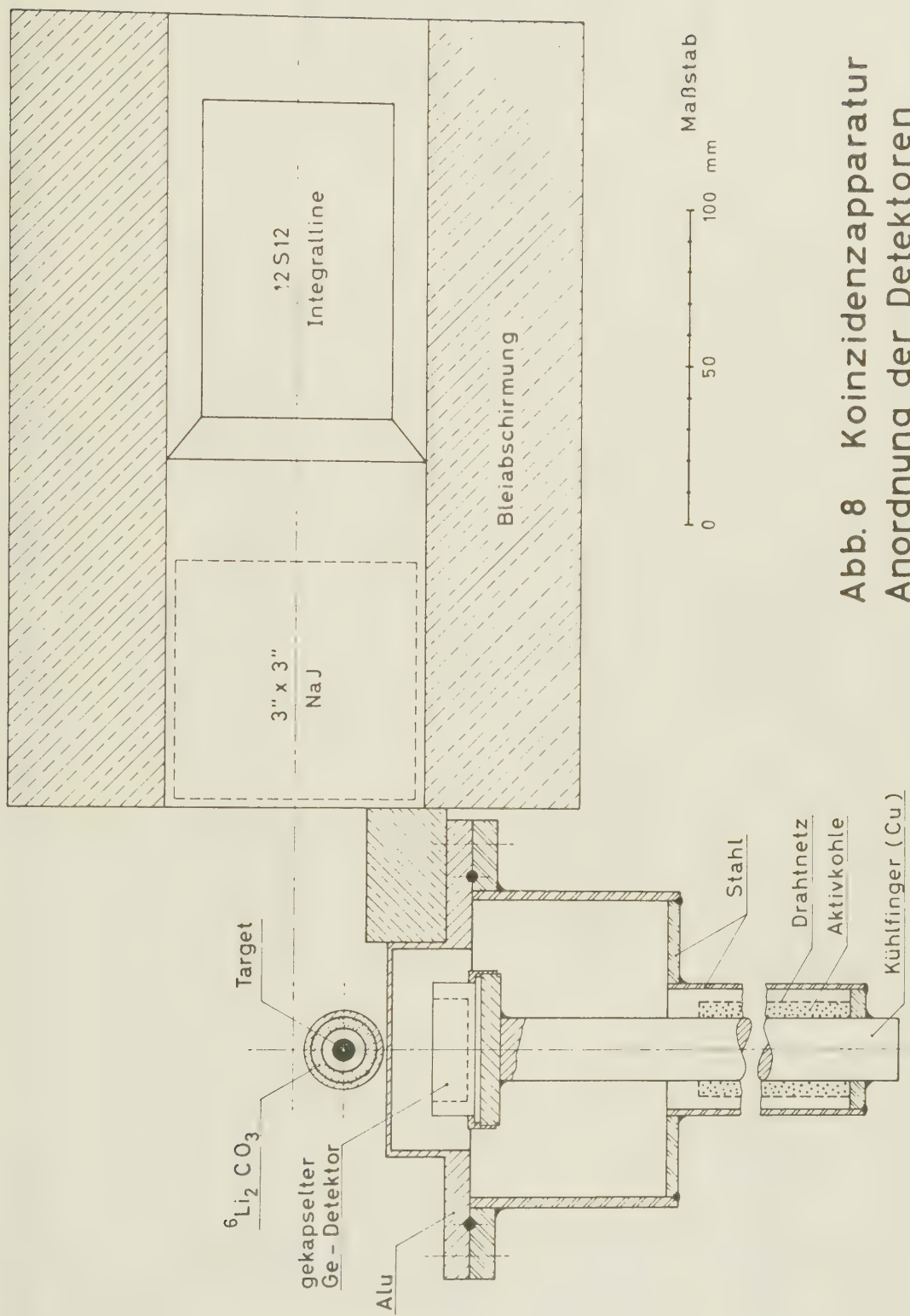


Abb. 8 Koinzidenzapparatur
Anordnung der Detektoren

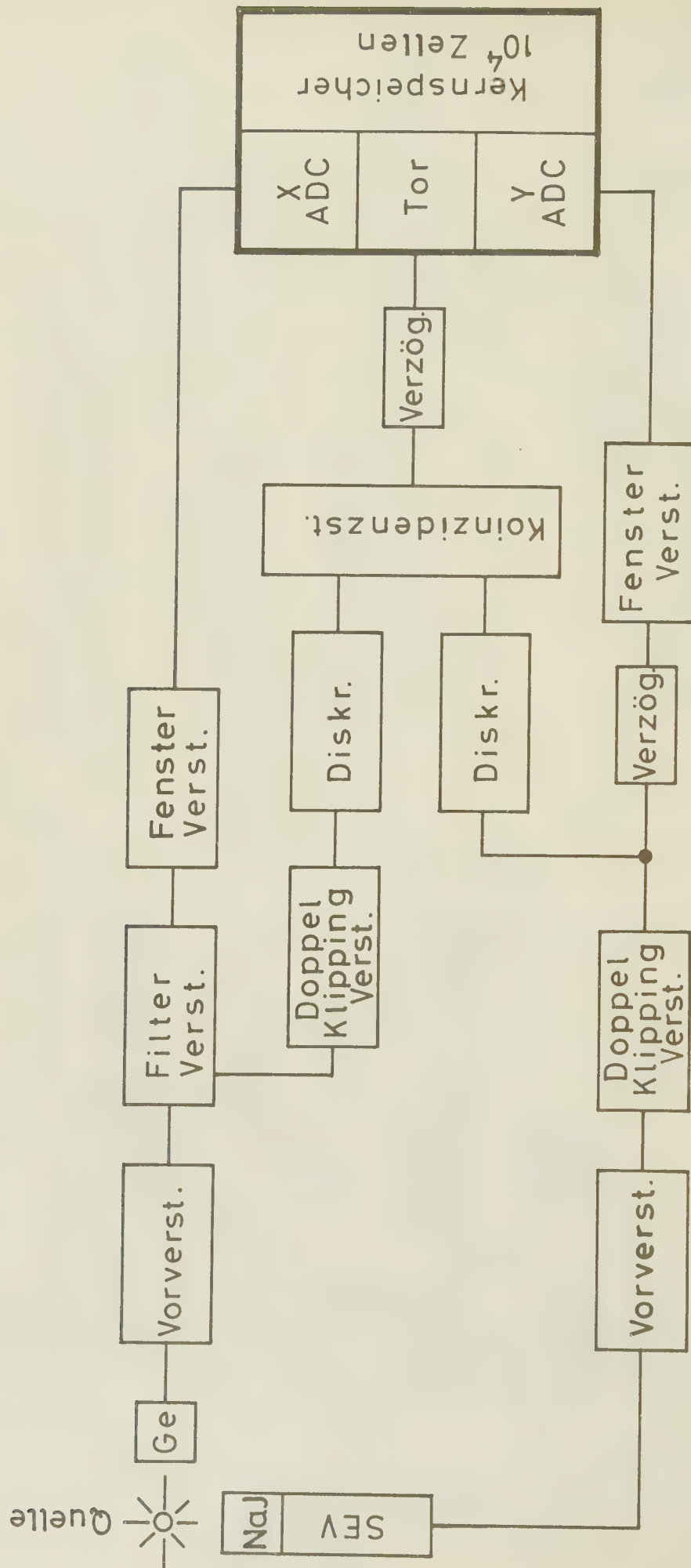


Abb. 9: Blockscheema der Meßelektronik für zweiparametrische $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren.

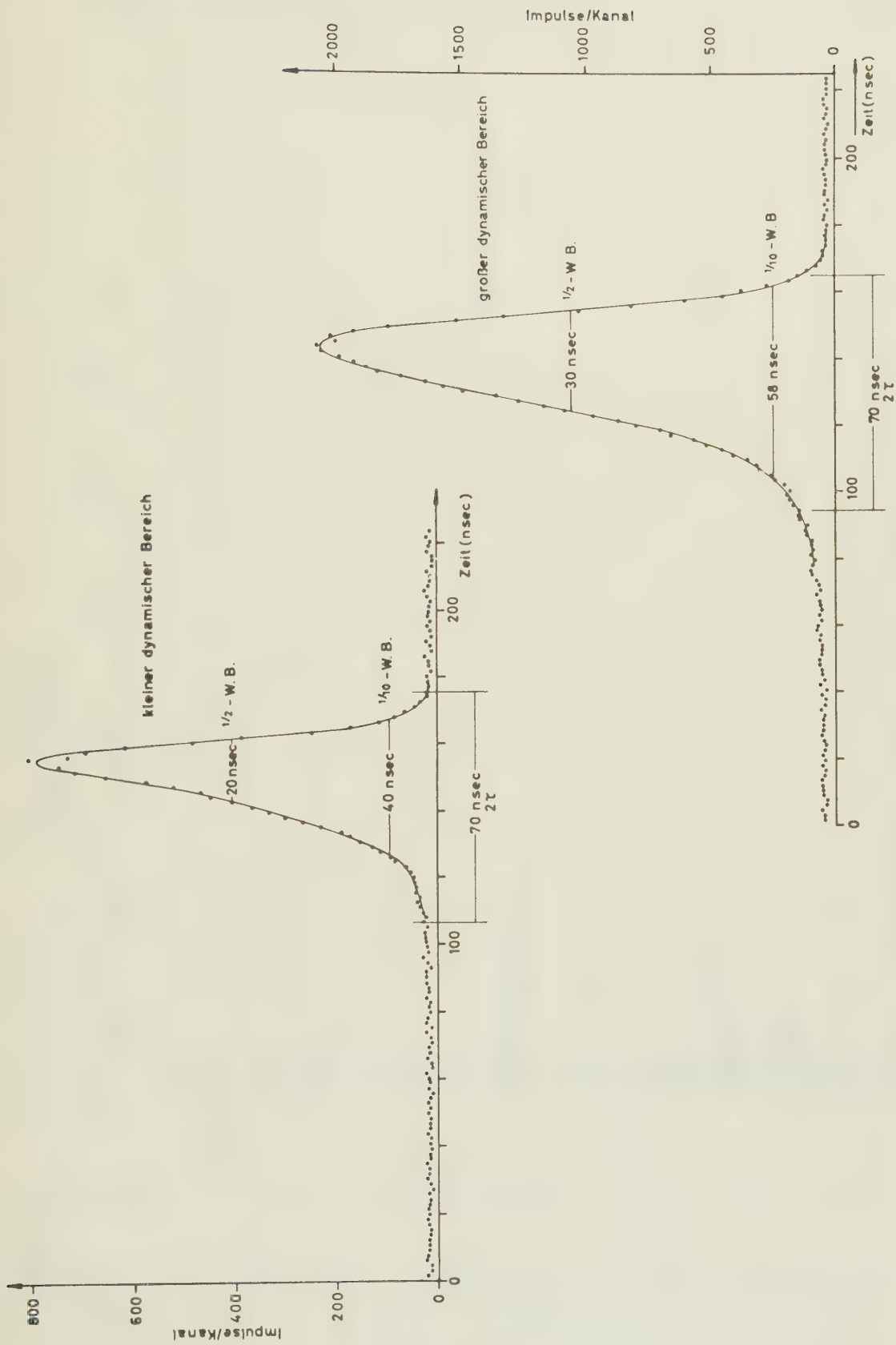


Abb. 10: Zeitspektren, gemessen an der Koinzidenzapparatur mit Co^{60} als Strahlungsquelle.

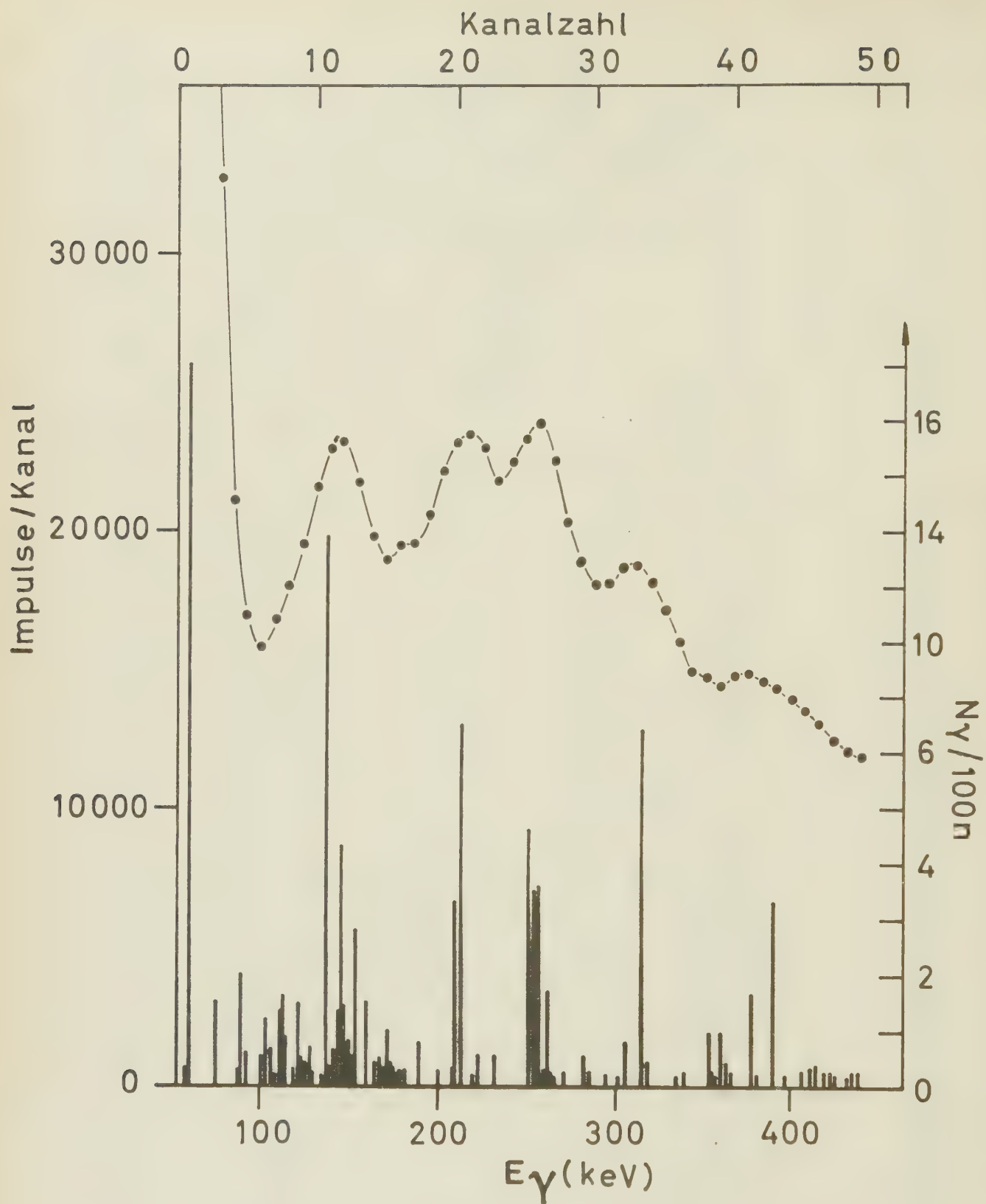


Abb. 11: Niederenergetisches Einzelspektrum zum Koinzidenzspektrum I, gemessen mit dem 3" x 3" NaJ-Detektor; darunter die Intensitätsverteilung der stärkeren Gammalinien des Spektrums, nach (31).

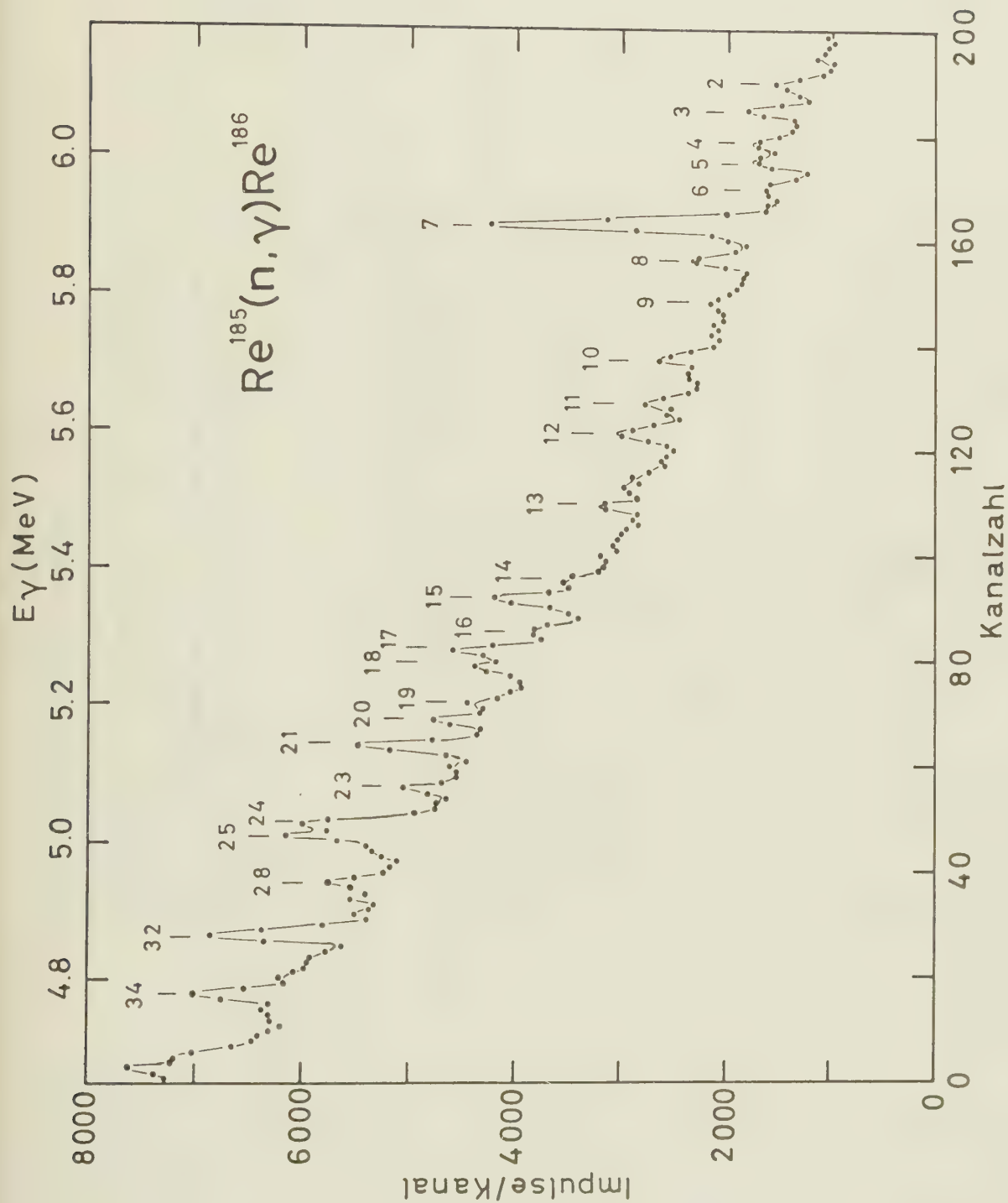


Abb. 12: Hochenergetisches Einzelspektrum zum Koinzidenzspektrum I, gemessen mit dem $8 \text{ cm}^2 \times 7 \text{ mm}$ Ge-Detektor. Die Double-Escape-Peaks sind mit den zugehörigen Pos. Nrn. der Tab. 1 gekennzeichnet.

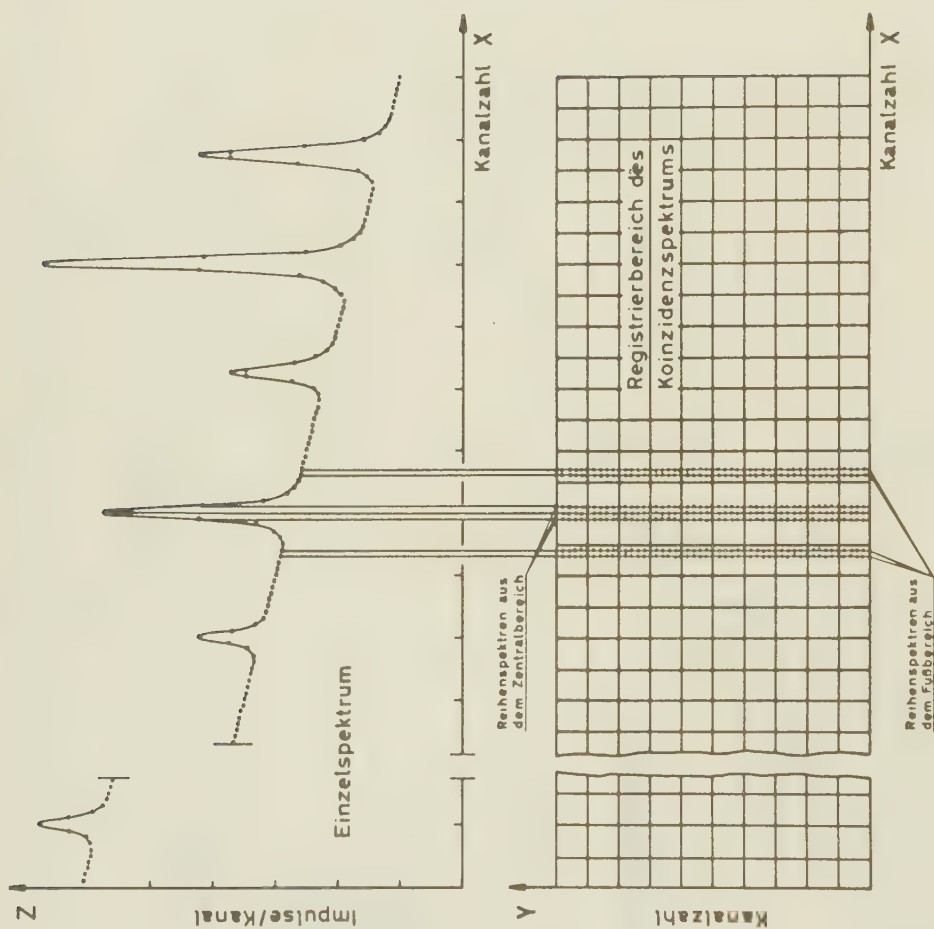


Abb. 13: Die Abb. zeigt schematisiert ein Einzelspektrum zu einem angenommenen xy-Koinzidenzspektrum, dessen Registrierbereich in der xy-Ebene darunter dargestellt ist. In der xy-Ebene ist die Lage der Kanäle von Reihenspektren aus dem Zentral- und Fußbereich eines Peaks des Einzelspektrums durch Punkte markiert.

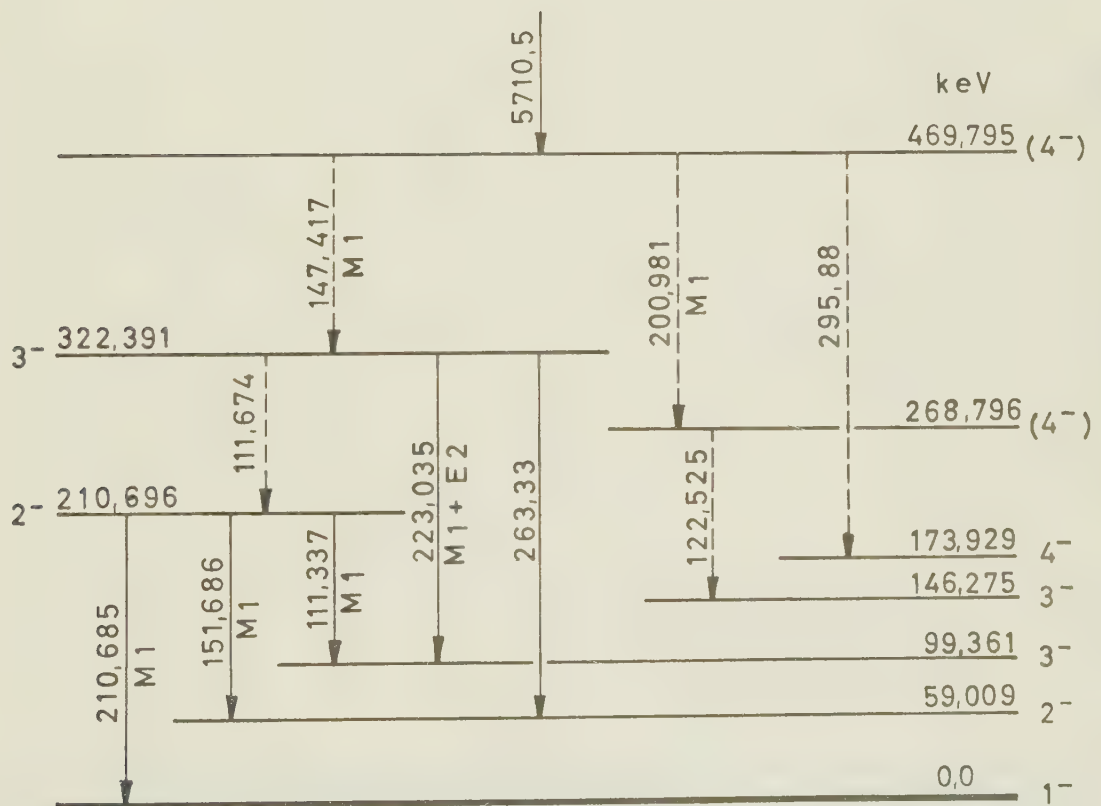
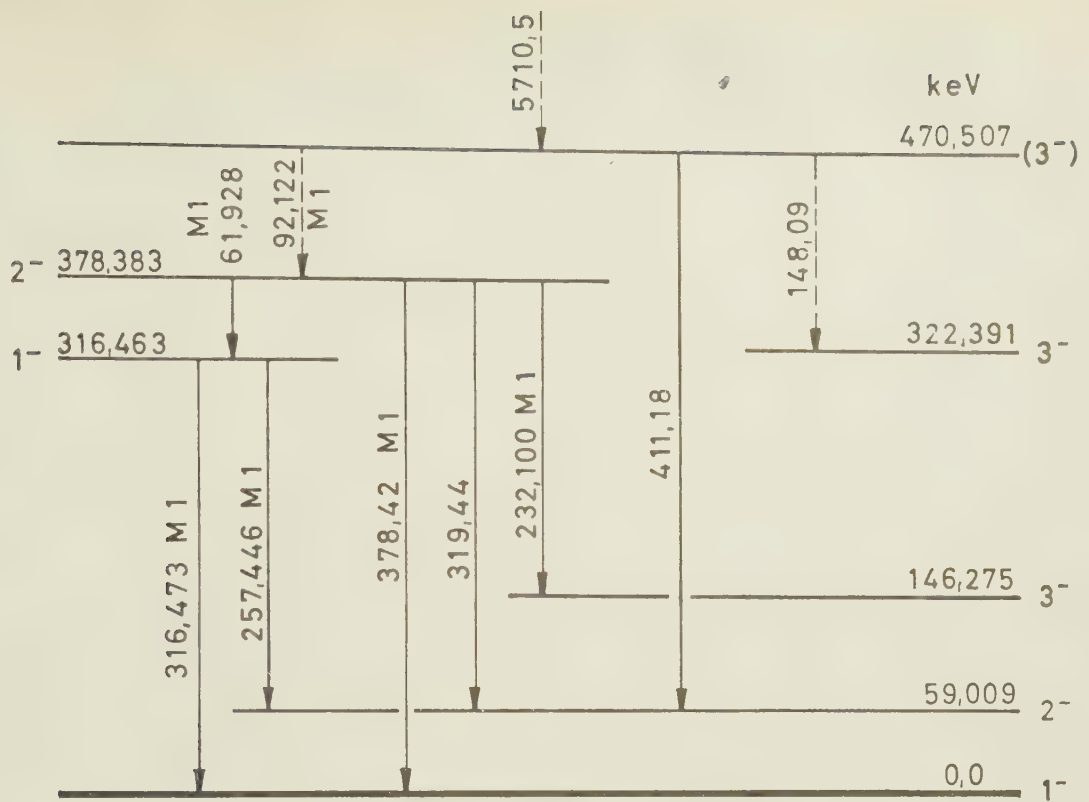


Abb. 14: Zerfall zweier möglicherweise vom 5710-keV-Übergang gespeister Niveaus des Re^{186} , nach (31). Nur die zu mehr als 2 % am Zerfall der Niveaus beteiligten Übergänge sind wiedergegeben.

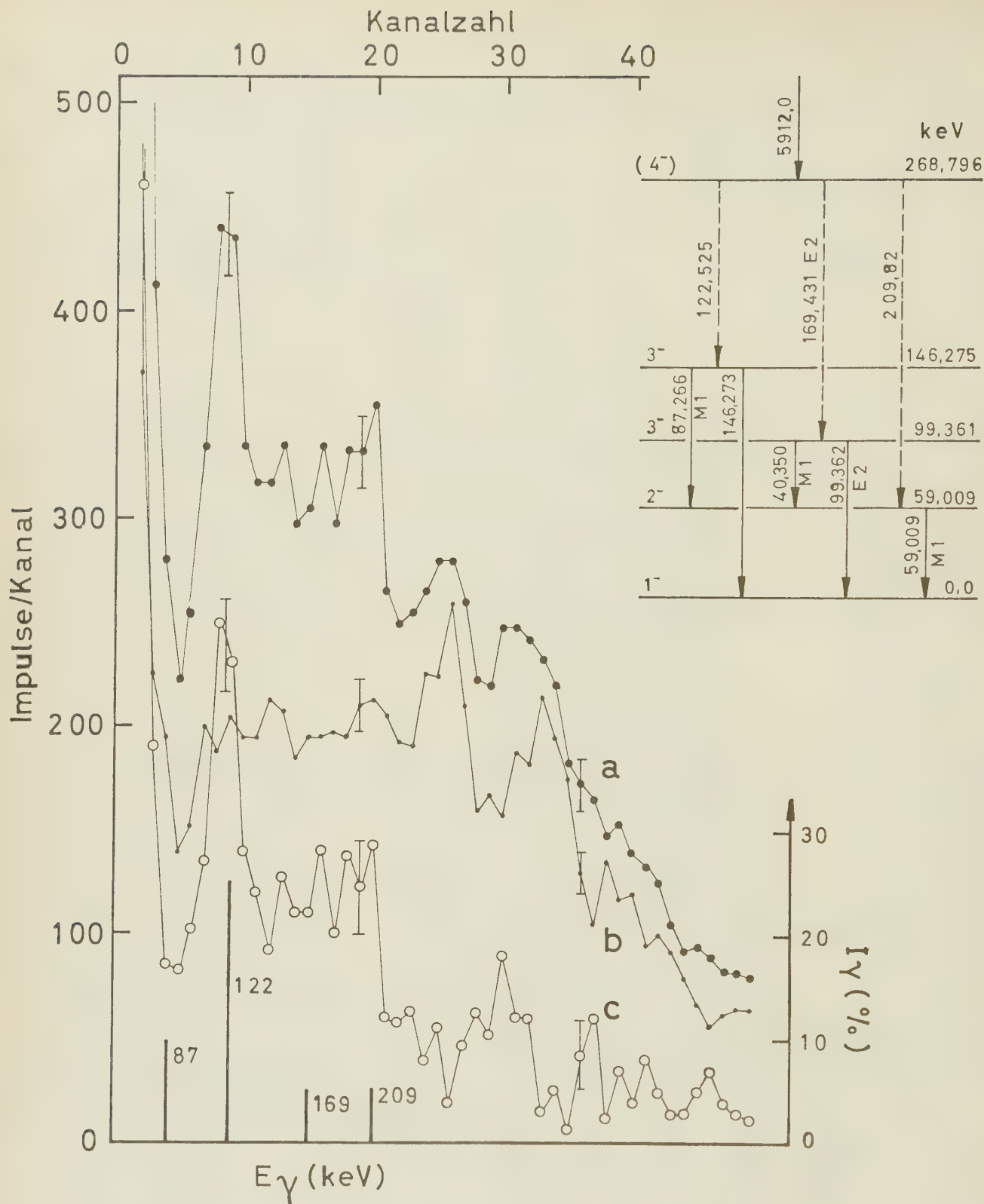


Abb. 15: Niederenergetische Koinzidenzspektren aus Sp. I zum 5912-keV-Übergang. a) Summe dreier Reihenspektren aus dem Zentralbereich des Double-Escape-Peaks des 5912-keV-Übergangs. -- b) Untergrundspektrum, gebildet aus 4 Reihenspektren aus dem Fußbereich des Double-Escape-Peaks des 5912-keV-Übergangs. -- c) Differenzspektrum aus a und b. -- Unterhalb der Spektren die Intensitätsverteilung der am rechts oben dargestellten Zerfall beteiligten Übergänge; nach (31). Intensitäten sind in Prozent der Intensität des 5912-keV-Übergangs angegeben. -- Rechts oben: Von Lanier et. al. (31) vorgeschlagenes Zerfallsschema des vom 5912-keV-Übergang gespeisten Niveaus. Strichliert gezeichnete Übergänge wurden nur versuchsweise eingeordnet.

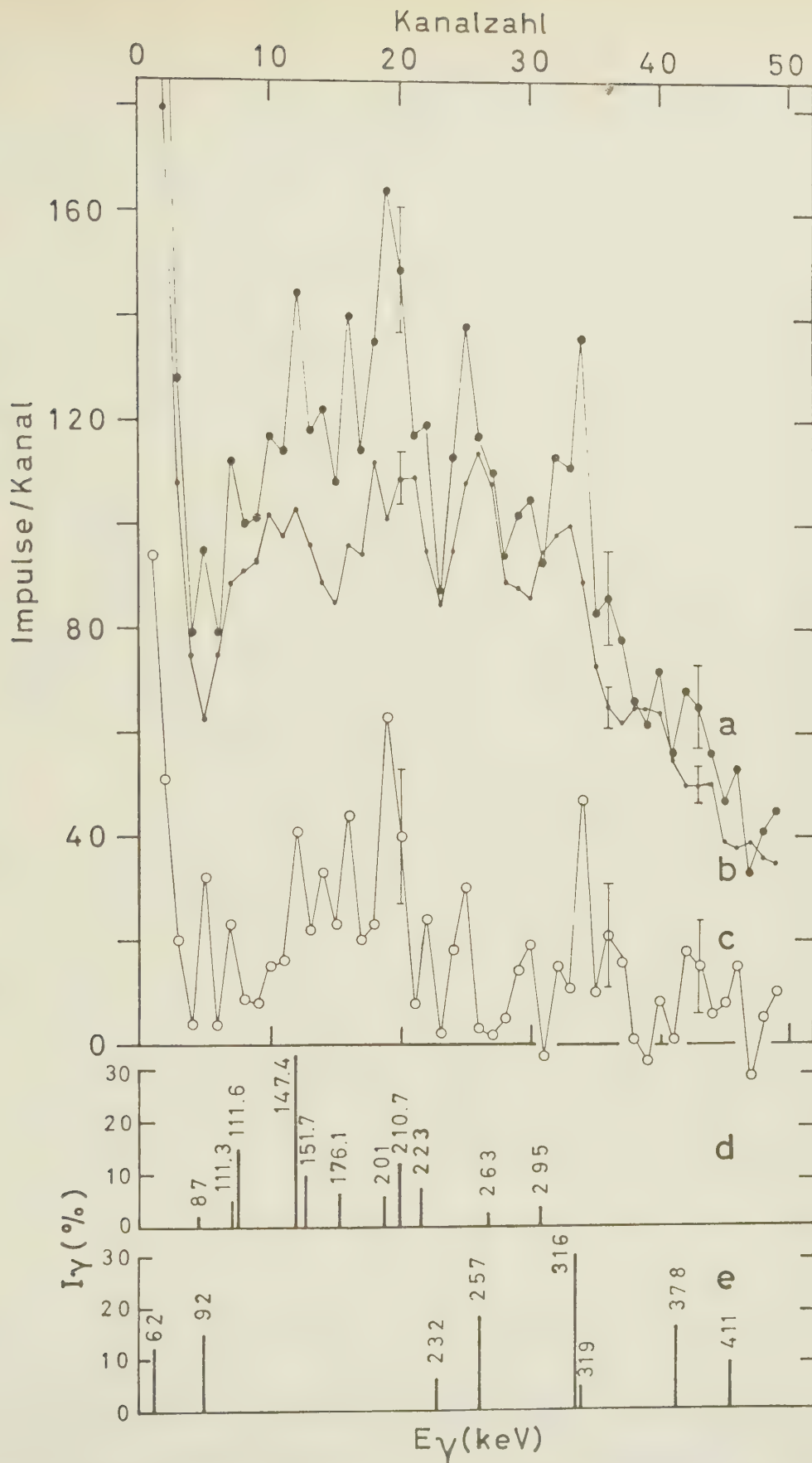


Abb. 16: Niederenergetische Koinzidenzspektren aus Sp. I zum 5710-keV-Übergang.
a) Reihenspektrum aus dem Zentralbereich des Double-Escape-Peaks des 5710-keV-Übergangs. -- b) Untergrundspektrum, gebildet aus 4 Reihenspektren aus dem Fußbereich des Double-Escape-Peaks des 5710-keV-Übergangs. -- c) Differenzspektrum aus a und b. -- d) Intensitätsverteilung der zu mehr als 2 % am Zerfall des 469,795-keV-Niveaus der Arbeit (31) beteiligten Übergänge. -- e) Intensitätsverteilung der zu mehr als 2 % am Zerfall des 470,507-keV-Niveaus der Arbeit (31) beteiligten Übergänge (vgl. Abb. 14). Intensitäten sind nach (31) in Prozent der ins betreffende Niveau eingespeisten Intensität angegeben.

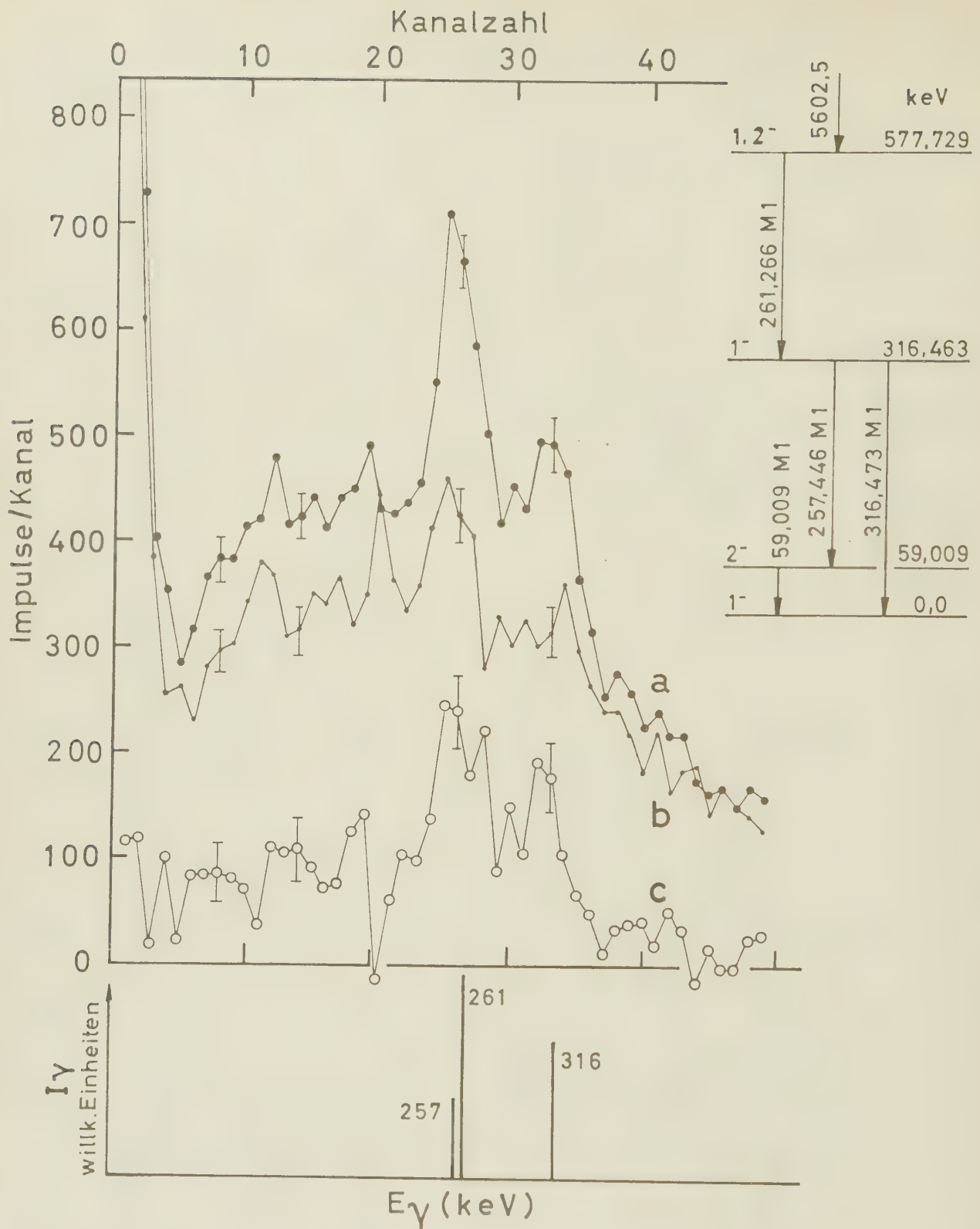


Abb. 17: Niederenergetische Koinzidenzspektren aus Sp. I zum 5602-keV-Übergang. a) Summe dreier Reihenspektren aus dem Zentralbereich des Double-Escape-Peaks des 5602-keV-Übergangs. -- b) Untergrundspektrum, gebildet aus 2 Reihenspektren aus dem Fußbereich des Double-Escape-Peaks des 5602-keV-Übergangs. -- c) Differenzspektrum aus a und b. -- Unterhalb der Spektren die Intensitätsverteilung der am rechts oben dargestellten Zerfall beteiligten Übergänge; nach (31). -- Rechts oben: Aufgrund der Koinzidenzspektren (Abb. 17, 18) vorgeschlagener Zerfall des 578-keV-Niveaus.

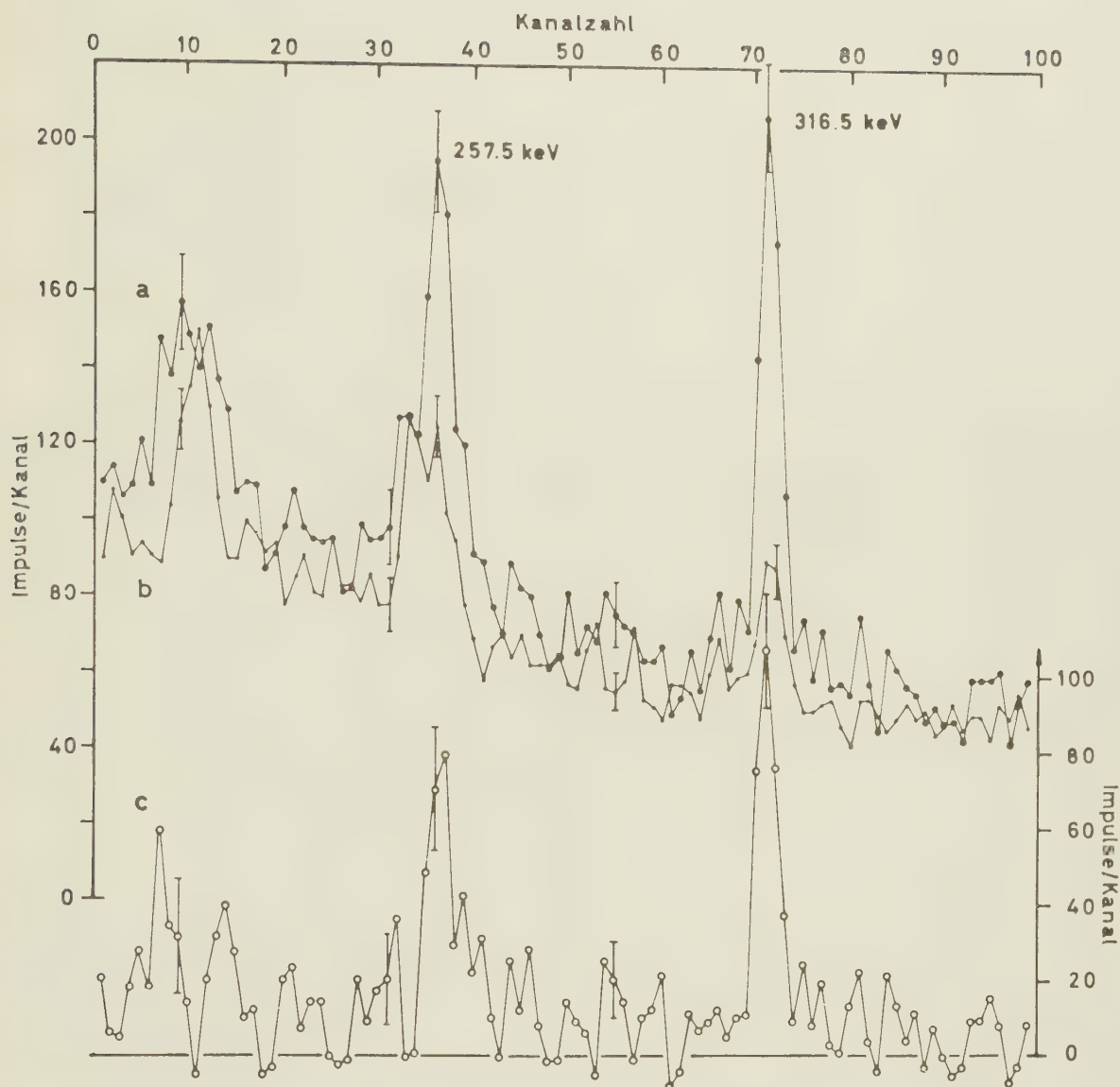


Abb. 18: Niederenergetische Koinzidenzspektren aus Sp. V zum 261-keV-Übergang. -- a) Summe zweier Reihenspektren aus dem Zentralbereich des Totalabsorptionspeaks des 261-keV-Übergangs. b) Untergrundspektrum, gebildet aus 4 Reihenspektren aus dem Fußbereich des Totalabsorptionspeaks des 261-keV-Übergangs. c) Differenzspektrum aus a und b.

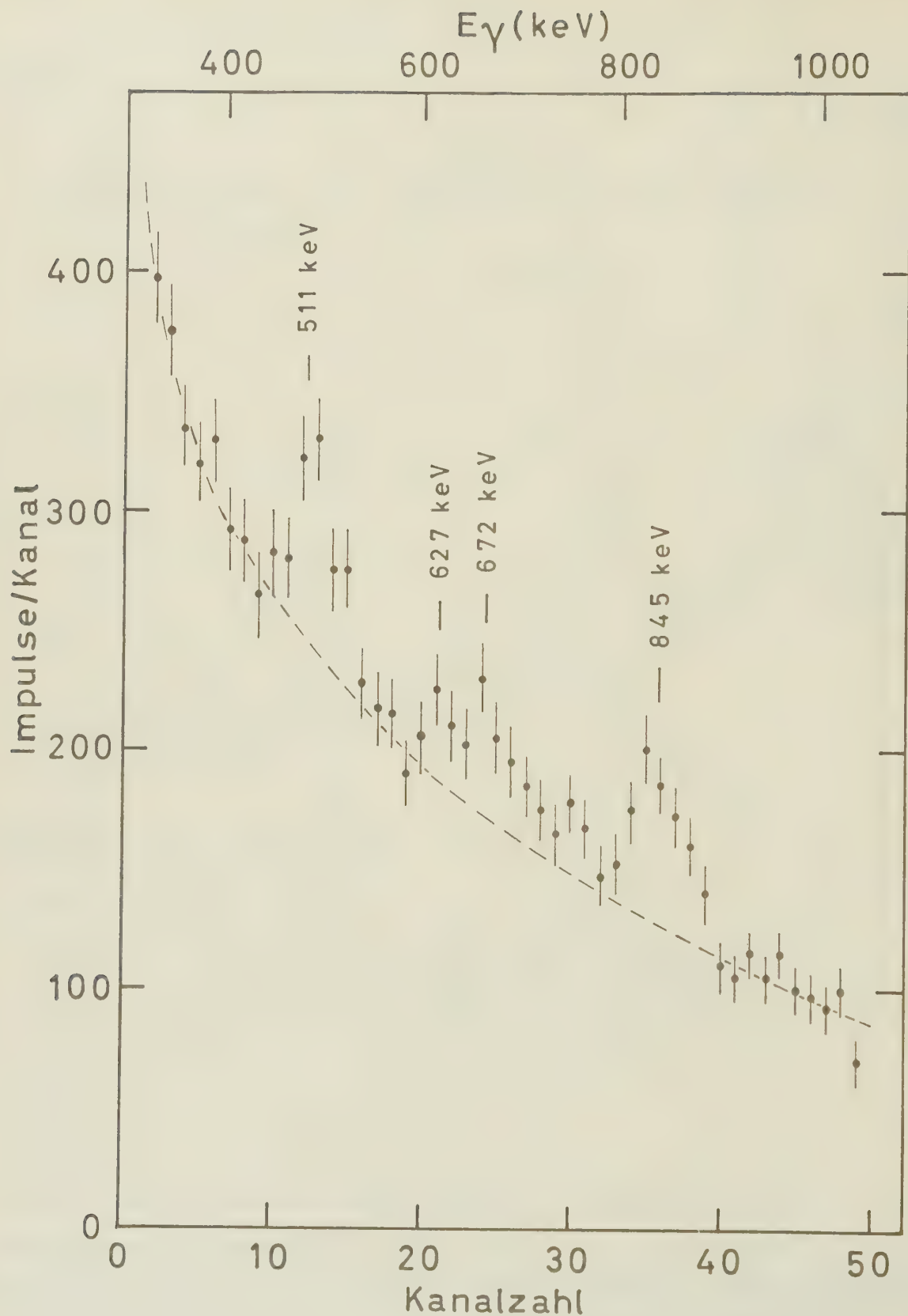


Abb. 19: Niederenergetisches Reihenspektrum aus dem Zentralbereich des Double-Escape-Peaks des 4860-keV-Übergangs, entnommen aus Koinzidenzspektrum II.

^{186}Re

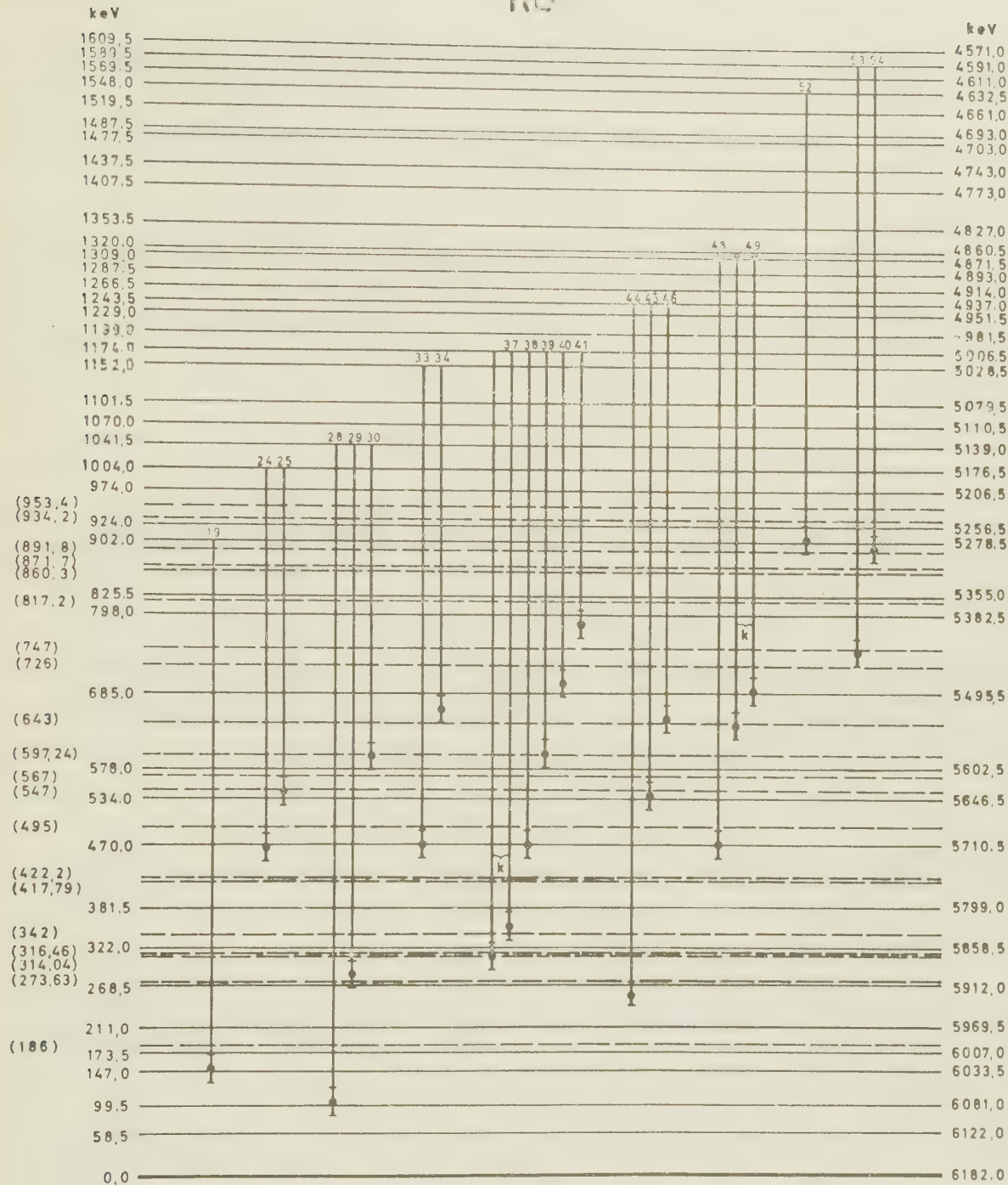


Abb. 20: Aufgrund von Koinzidenzspektrum II vorgenommene Einordnung niederenergetischer Übergänge ins Niveauschema des Re^{186} . Links sind die Niveauenergien, rechts die Energien der die Niveaus nach n-Einfang in Re^{185} speisenden Primärübergänge angegeben. Strichliert gezeichnete Niveaus und eingeklammerte Niveauenergien sind (31) entnommen.

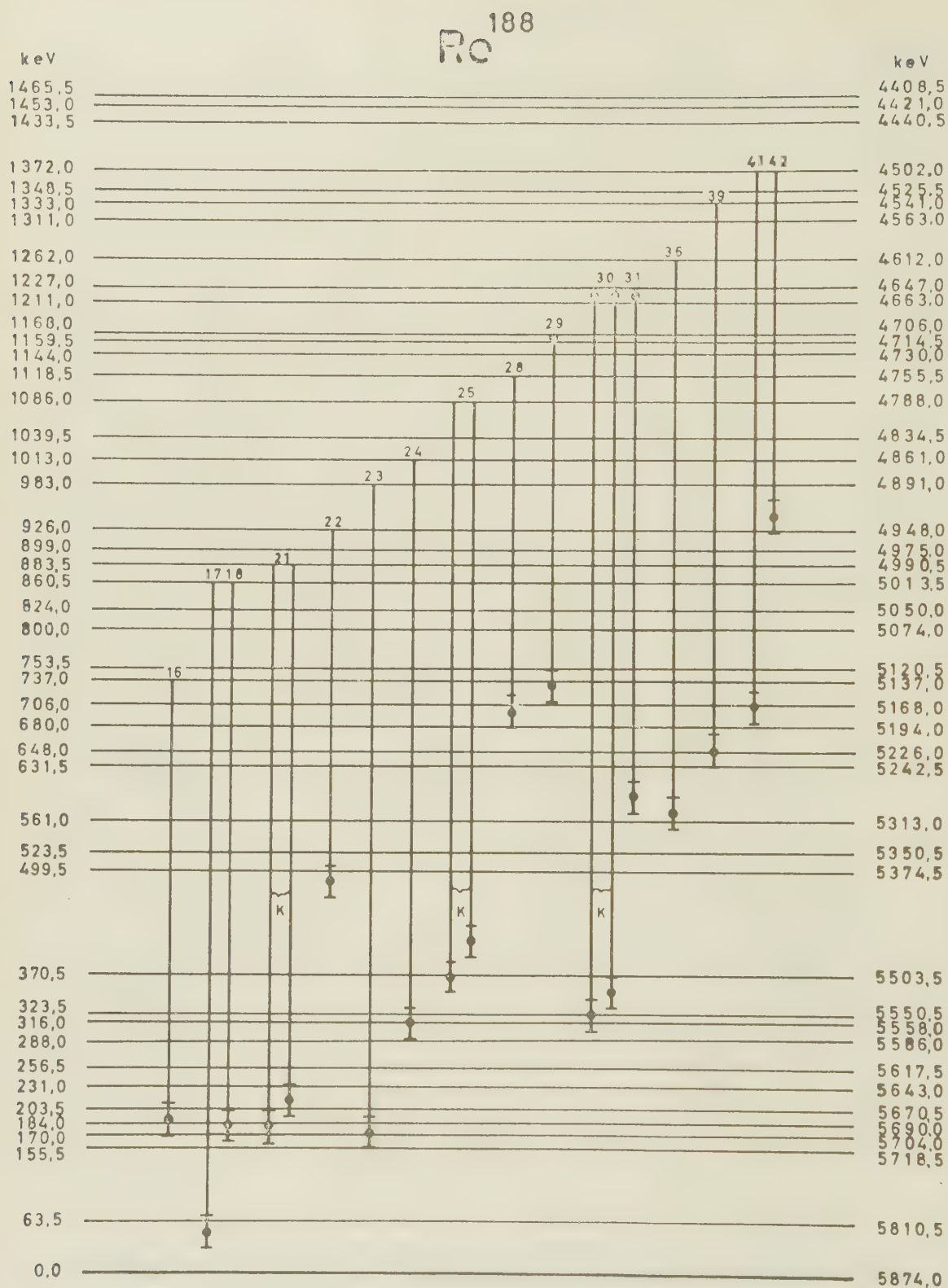


Abb. 21: Aufgrund von Koinzidenzspektrum IV vorgenommene Einordnung niederenergetischer Übergänge ins Niveauschema des Re^{188} . Links sind die Niveauenergien, rechts die Energien der die Niveaus nach n-Einfang in Re^{187} speisenden Primärübergänge angegeben.

Lebenslauf

Ich bin am 19. 10. 1934 in Wuppertal geboren. Meine Eltern sind der in Offenbach a. M. niedergelassene Arzt, Dr. med. Ernst Barthel, und seine Ehefrau Lisa, geb. Babel.

Von Ostern 1941 bis Ostern 1945 besuchte ich die Volsschule in Offenbach a. M., Melbach bei Friedberg i. H. und Weilburg a. d. L. Im Herbst 1945 wurde ich in die Sexta des Rudolf-Koch-Realgymnasiums in Offenbach a. M. aufgenommen, wo ich im Frühjahr 1954 die Reifeprüfung bestand.

Vom S. S. 1954 bis W. S. 1964/65 war ich an der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität in Frankfurt a. M. als Student der Physik immatrikuliert. Die Diplom-Vorprüfung für Physiker habe ich am 8. 11. 1957, die Diplom-Hauptprüfung am 8. 2. 1965 abgelegt. Meine Diplomarbeit "Bau eines Reaktoroszillators zur Messung von Absorptionsquerschnitten für thermische Neutronen" fertigte ich in den Jahren 1959 bis 1964 am Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt unter Leitung von Professor Dr. E. Schopper an.

Seit August 1966 bin ich als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik in Frankfurt a. M. tätig. Meine am Kernreaktor des Instituts in den Jahren 1966 bis 1968 ausgeführten experimentellen Untersuchungen führten zu der vorliegenden Arbeit.

Meine akademischen Lehrer waren:

in Physik die Professoren F. Beck, M. Czerny, H. Dänzer, G. Haase, B. Mrowka, A. Müser, O. Schäfer, E. Schopper, G. Süßmann,

in Chemie die Professoren H. Hartmann, P. Royen, Th. Wieland,

in Mathematik die Professoren E. Behrens, W. Franz, R. Moufang.

